東京帝國大學
地震研究所彙報

第二號

昭和二年三月發行

目次

報告 頁

地表ノ傾斜ノ變化ニ就テ(佛文)……所員 石本巳四雄…… 1

圓壔形又ハ球形ノ源ニヨル縱橫兩彈性波勢力分配ノ機構(英文)……所員 妹澤克惟…… 13

二次元又ハ球面上「レーレー」波ノ傳播(英文)……所員 妹澤克惟…… 21

楕圓形又ハ廻轉楕圓體形ノ源ニヨル彈性波ノ傳播(英文)……所員 妹澤克惟…… 29

十勝岳ノ爆發(邦文)……所員 多田文男・所員 津屋弘逵…… 49

琵琶湖附近ノ地形ト其ノ地體構造ニ就テ(邦文)……所員 山崎直方・所員 多田文男…… 85

油田地ノ地熱測定(邦文)……伊木常誠……109

雜錄

丹後但馬震災地方海面ノ調査(邦文、轉載)……水路部……111

所報……113

BULLETIN OF

THE EARTHQUAKE RESEARCH INSTITUTE

TOKYO IMPERIAL UNIVERSITY

March, 1927. Vol. II.

Contents.

Papers Contributed. page.

Observations sur les variations de l'inclinaison de la surface terrestre (Premier rapport) (en francais) ..... M. Ishimoto 1

Dilatational and Distortional Waves generated from a Cylindrical or a Spherical Origin (in English) ..... K. Sezawa 13

On the propagation of Rayleigh-Waves on Plane and Spherical Surfaces (in English) ..... K. Sezawa 21

Propagation of Elastic Waves from an Elliptic or a Spheroidal Origin (in English) ..... K. Sezawa 29

The Eruption of the Tokachidake Volcano (in Japanese)..... F. Tada, H. Tsuya 49

On the Morphorology and Tectonics of the Districts near the Lake Biwa. (in Japanese) ..... N. Yamazaki, F. Tada 85

Temperature in Oil-Wells (in Japanese)..... T. Iki 109

Miscellanies

Hydrographic Survey of the Sea Facing the Provinces of Tajima and Tango, Disturbed by a Strong Earthquake (in Japanese, Reproduction) Hydrographic Department 111

Institute Notes

(For the papers written in Japanese or in occidental languages, the abstracts are given in occidental languages or in Japanese respectively) 113

本彙報ハ不定期ニ發行ス.

本彙報掲載ノ報告ニ關シテハ著者ノミニ其責任アルモノトス.

本彙報ニ關スル照會通信ハ東京帝國大學地震研究所長ヘ宛テラレタシ.

The bulletin is published at irregular intervals.

The authors of the papers alone are responsible for the statements and opinions.

All communications relating to this bulletin should be addressed to the Director of the Earthquake Research Institute, Tokyo Imperial University.

東京帝國大學
地震研究所彙報
第　貳　號

Observations sur les variations de l'inclinaison de la surface terrestre. (*premier rapport*)

par **Mishio ISHIMOTO**

地表の傾斜の變化に就て（第壹報）

所員　石本巳四雄

梗　概

大正十二年關東大地震前に於ける油壺驗潮儀の記錄及び地震直後の土地の隆起等より考察すれば、地表の傾斜の變化と地震との間には密接の關係があるかの如く思はれるので、先頃から特別の水平振子を製作して觀測を開始した次第である。この水平振子は上下二本の絲で振子を水平に保つ Zöllner 式を採用して居る爲め、この式の水平振子の性能を先づ明らかに知らうと努めた。この振子は第二圖に於ける PQ の方向と重力の方向とのなす角が小なる程感度が大となる筈であるが、二本の吊絲に多少の剛性がある爲め、或る程度以上の周期を得る事が不可能となり、從つて感度に於いても同じくある限度がある事が分る。

現今觀測に使用して居る振子は、枠、振子、吊絲等すべてシリカ製であり、なほそれらの大さが分つて居るので、計算によつて此の周期の限度が大體決定される。

此の水平振子の材料としてシリカを用ひた事は、第一に地震による振動の後にも正しい傾斜の方向を示すと云ふ事と、第二には周圍の溫度の變化が多少はあつても、此の裝置には大した影響を與へぬと云ふ結果に外ならぬのである。細工は燈火用瓦斯に酸素を混じて高熱焰を得、これに由つて專ら遂行せられた。

水平振子を觀測に使用する前に一秒の百分の一程度まで精密に傾斜を與へる三脚臺に由つて試驗し、その振子の周期と傾斜に對する振れとの關係を求めた。乃ち理論上求めた値と同じく周期の二乘と感度とが比例すると云ふ結果を得て居る。

第四圖は目下觀測中の水平振子の設置圖であるが、濕氣と塵とを防ぐ爲めに、振子は硝子鐘の中に置き、周期は 20 秒に保ち、なほ記錄する方法としては寫眞裝置を採用した。

斯樣にして得た七、八、九の三ケ月に於ける記錄は傾斜の一日中の變化も長期に亘る變化も大氣の溫度と密接な關係を持つことが分つたが、降水量とは餘り關係が無い樣に見える。

地震の前後に於ける傾斜の變化は我々にとつて非常に興味深いものであるが、遠地地震の場合には地殼が單に波動を通過せしめると云ふ事に止まるから、傾斜には何の變化も與

へぬのは當然であつて、記錄に徵しても何ら變化を認めない。然るに近地地震、而も有感地震程度のものに於いては地震直後に傾斜の變化が極めて僅かではあるが認められる場合がある。而してこの傾斜の方向は他の地震計に由つて求められた震央の方向と大體一致して居る事が分り從つて震央の見かけの隆起或は沈降が決定されるのである。八月三日の强震には吊絲が切斷され、地震直後の傾斜の變化は全く不明であるが、約二週間以前に南北成分に溫度の影響には無關係の變調があつた事は、或はこの前兆を意味するものであつたかも知れない。地震直前の狀況に就いては、この裝置の記錄する感度內に於いて地震に關係した變化は全く認められなかつた事を附記して置く。

INTRODUCTION.

Les enrégistrements du maréographe d'Aburatubo nous apprennent qu'il y a eu une dépression continue de la surface de la terre[1] jusqu'aux certaines années qui ont précédé le grand tremblement de terre de Kwanto (le 1er Septembre 1923) ; une période de repos a suivi, puis s'est produit le mouvement brusque de l'écorce terrestre qui a provoqué le cataclysme et alors est apparue une forte élévation des côtes par rapport au niveau de la mer. Ces faits nous ont inspiré le projet d'étudier les mouvements lents de l'écorce afin d'en tirer certains renseignements sur les tremblements de terre particulièrement fréquents au Japon.

Bien qu'on ne sache pas encore les causes des tremblements de terre, il est vraisemblable que des forces existent dans l'écorce et que ces forces sont à la fois des mouvements brusques et des mouvements lents. De plus, il y a des forces externes, par exemple : le gradient de pression atmosphérique,[2] la hauteur de la marée,[3] etc. qui, on peut le supposer, jouent le rôle de forces d'incitation pour donner le branle au tremblement de terre.

En tout cas, si ces deux sortes de forces produisent une certaine élévation ou dépression locales à la surface de la terre, en observant l'inclinaison de cette surface aux environs d'une région considérée, on pourra obtenir plus ou moins de renseignements concernant les tremblements de terre. C'est en part-

1) Omori : Bull. Eq. Inv. Com. Vol. V. 1913.

2) Terada : Journ. Coll. Sci. Tokyo. 44. Art. 6. 1923.
Nakamura : Jap. Journ. of Astro. & Geophys. Vol. III. No. 2, 1925.

3) Omori : Publ. Eq. Inv. com. No. 18, 1904.
Nakamura : loc. cit.

ant de cette idée que j'ai commencé à observer l'inclinaison de la surface terrestre aux moyens d'un pendule horizontal.

CARACTÉRISTIQUES DU PENDULE HORIZONTAL.

Comme, pour toutes les observations, j'ai employé un pendule horizontal du type de Zöllner, indiquons d'abord les caractéristiques de celui-ci.

Supposons un pendule idéal de ce type suspendu par deux fils qui ne résistent point au couple de torsion. Mettons un système de trois axes perpendiculaires entre eux (Fig. 1.) et un axe-Z représentant la direction opposée à celle de la gravité. Faisons que la tige du pendule et les deux points P et Q (Fig. 2.) de suspension au cadre soient dans le plan-XZ ; qu'une ligne droite qui lie les deux points P et Q rencontre l'axe-Z avec un angle θ ; que l'inclinaison ϕ qui correspond à celle de la terre soit dans le plan-YZ, et enfin que l'angle de déviation de la tige φ soit dans le plan-XY ; nous avons :

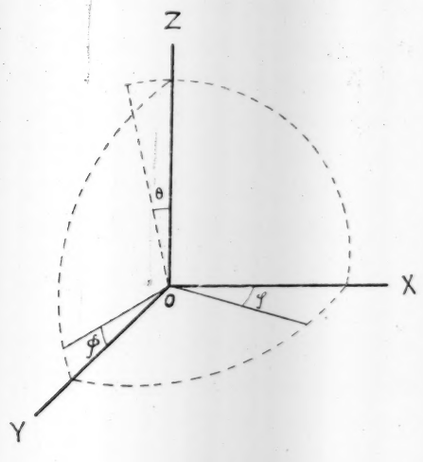


Fig. 1.

$$(1) \qquad \tan \varphi = \frac{\tan \phi}{\tan \theta}$$

et si les trois angles sont assez petits

$$(2) \qquad \varphi = \frac{\phi}{\theta}$$

Il semble que le rapport augmentra quand θ approchera de zéro. Dans la pratique on constate que le pendule, empêché par la résistivité des deux fils, ne suit pas cette formule et s'y conforme d'autant moins que sa sensibilité s'accroit.

Supposons une position du pendule tell que les deux points de suspension P et Q (Fig. 2.) soient d'aplomb et faisons que l soit la longeur de la tige (AB), T_1 et T_2 les tensions de chaque fil, et C le milieu de la tige. De

plus, pour avoir un résultat simple, posons qu'il n'y a que la masse m au bout de la tige A. Nous aurons ;

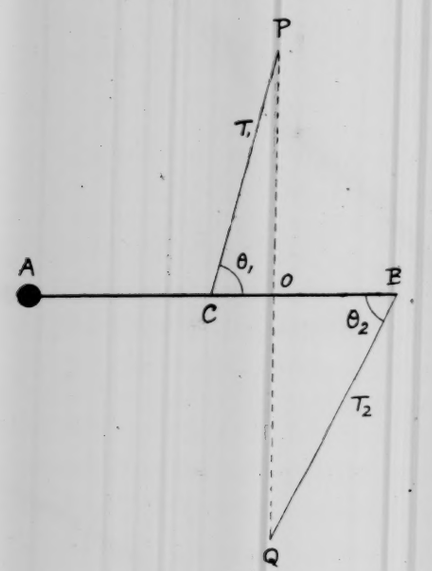


Fig. 2.

$$(3)\quad \begin{cases} T_1 \cos\theta_1 = T_2 \cos\theta_2 \\ T_1 \sin\theta_1 = mg + T_2 \sin\theta_2 \\ T_1 \sin\theta_1 = 2\,mq \end{cases}$$

De ces équations on tire

$$(4)\quad 2\tan\theta_2 = \tan\theta_1$$

De plus, si $OP=OQ$, nous aurons $2OC=OB$, et la position du point O se trouvera sur la tige à la distance de $\frac{2l}{3}$ de la masse m et on aura le moment d'inertie du pendule

$$(5)\qquad I=\frac{4ml^2}{9}$$

Pour la simplicité du calcul, supposons que les deux fils de suspension soient assez longs pour qu'ils ne donnent que deux couples parallèles de torsion. Dans cette supposition, ces couples de torsion faisant tourner le pendule à l'unité d'angle seront représentés par $\frac{\pi r^4 n}{L}$; considérant en même temps l'angle θ, la période du pendule sera

$$(6)\qquad T=2\pi\sqrt{\frac{\frac{4ml^2}{9}}{\frac{2}{3}mgl\,\theta+\frac{\pi r^4 n}{L}}}$$

où n : rigidité du fil.
L : longueur de chaque fil.
r : rayon sectional du fil.

Au cas où $\theta=0$, cette formule devient

$$(7)\qquad T_{\theta=0}=2\pi\sqrt{\frac{4ml^2L}{9\pi r^4 n}}.$$

Je construis le pendule horizontal tout en quartz fondu (silice amorphe) et ses dimentions de détail sont

L :	longueur du fil de quartz	12 cm
l :	longueur de la tige du pendule	9 cm
m :	masse du pendule	0.7 gr.
r :	rayon sectional du fil	7 micron.
n :	rigidité du fil de quartz	3.0×10^{11} dyne/cm^2

En posant ces constantes dans la formule (7), on a

$$T_{\theta=0}=230 \text{ sec.}$$

C'est une valeur convenable pour nous permettre l'observation. Malheureusement il n'est pas possible d'avoir des fils de quartz dont le rayon sectional soit toujours le même ; et par suite de ce défaut de technique, on est obligé de chercher au laboratoire la période de chaque pendule par rapport à θ.

CONSTRUCTION DU PENDULE HOLIZONTAL

A la suite des calculs précédents, il a été décidé de construire un pendule horizontal ayant 20 cm de hauteur environ. En employant du quartz fondu, on obtient une vraie position de déviation même après des vibrations sismiques et d'autre part on peut négliger les perturbations thermiques qui viennent de l'emplacement du pendule.

J'ai choisi des tubes transparents en quartz fondu ayant 5–6 mm. de diamètre. En employant le gaz d'éclairage et l'oxygène comprimé, on a une température assez élevée pour travailler le quartz. L'aspect général du pendule est représenté dans la photographie (Fig. 3.), mais dans la suite les trois piliers du cadre sont remplacés par un seul où l'on met de pendule en arrêt pour le transport.

ETALONNAGE DU PENDULE

Pour avoir l'étalonnage du pendule, j'ai employé une table triangulaire ayant trois pieds sur laquelle est posé le pendule horizontal. La déviation de la tige du pendule, indiquée par un petit miroir concave attaché au centre de rotation, est mesurée par la déviation de l'image sur une règle semi-transparente posée à un mètre de distance. Les éléments de cette table sont

Distance entre chaque pied	25 cm.
Marche de vis de pied	0.5 mm.

Chaque pied tourne à l'aide d'un pignon (nombre de dents : 66) et d'une vis

sans fin.; et le cadran qui se trouve au bout de l'axe de la vis est gradué par cent. Quand on fait tourner la vis de la valeur d'une de ces divisions, nous avons l'inclinaison de la table par rapport à la direction de pied 3.03×10^{-7} ou $0.0625''$.

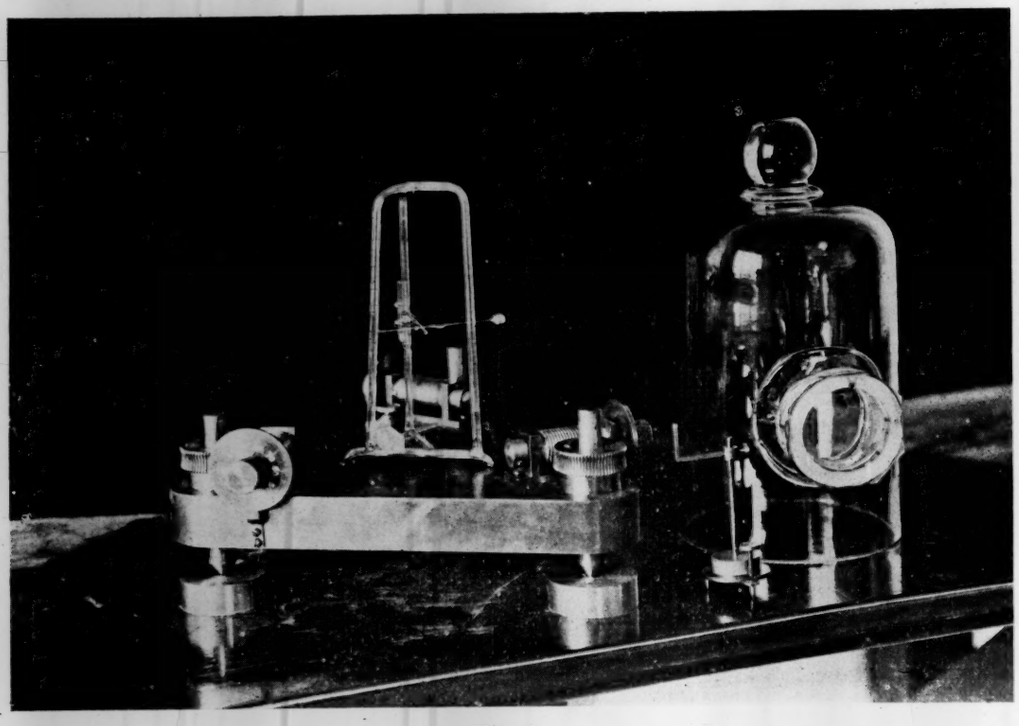


Fig. 3.

Pour vérifier la relation (6), j'ai commencé une expérience en faisant varier θ, et des résultats obtenus j'ai tiré

$$\frac{1}{T^2}=K(\theta+\alpha) \tag{8}$$

où K et α sont constantes, et par le calcul de la relation (6), on a

$$K=\frac{3g}{8\pi^2 l}, \qquad \alpha=\frac{3\pi r^4 n}{2mglL}$$

On peut considérer la relation (8) comme la confirmation de la relation (6), mais c'est un problème difficile que de trouver la valeur α de ces expériences.

En deuxième lieu, j'ai observé la déviation en donnant très peu d'inclinaison à la table. Il est plus commode de représenter une relation par la période T que par θ qui accompagne toujours α. Quand on modifie la relation (2) par (8), on a

$$(9) \qquad \varphi = \frac{3g}{8\pi^2 l} \times \phi T^2$$

ou bien au lieu de φ, quand on a δ comme déviation de l'image sur la règle posée à un mètre de distance,

$$(10) \qquad \delta = \frac{75g}{\pi^2 l} \times \phi T^2$$

Si l'on met $l=9$ cm, $g=980$ cm/sec^2, $\phi=4.85\times10^{-6}$ ($\equiv 1''$) on a

$$(11) \qquad \delta = 0.404\times10^{-2} T^2$$

qu'on peut accepter comme experimant la sensibilité du pendule.

Les résultats fournis par l'expériense sur un des pendules sont représentés au tableau suivant :

Période (sec.)	15.6	19.8	24.8	31.6	33.6	38.2	44.8
δ (cm.)	1.03	1.70	2.81	4.25	4.70	6.40	8.65

Grâce à ces résultats, on aura un diagramme (Fig. 4.) ayant T^2 pour absise et δ pour ordonnée.

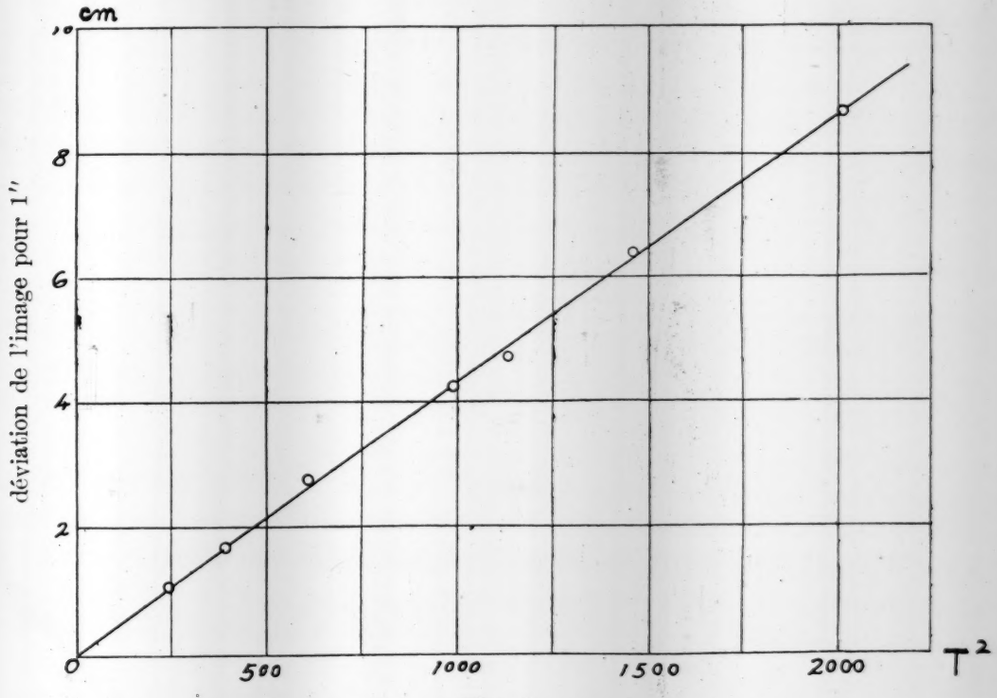


Fig. 4.

Ce diagramme représents une ligne droite $\delta=0.432\times10^{-2}\times T^2$ qui s'accorde bien avec la relation (11). Dans le cas où la période du pendule est augmentée de plus de 60 secondes, on a 15 cm. pour la valeur de δ.

Quant à l'amortissement du pendule, son amplitude diminue seulement par l'effet de la friction de l'air et son degrée est tel que l'amplitude devient la moitié de sa valeur pendant 4 min. 20 sec. indépendamment de la période.

ARRANGEMENT

Avec le pendule horizontal tel qu'il vient d'être défini, j'ai commencé dernièrement à observer les variations d'inclinaison de la surface terrestre. Dans une cave qui se trouve à l'Université impériale de Tokyo, j'ai posé, sur un bloc de pierre, deux pendules pour *N–S* et *E–O* components. L'arrangement général est représenté schématiquement dans la Fig. (5).

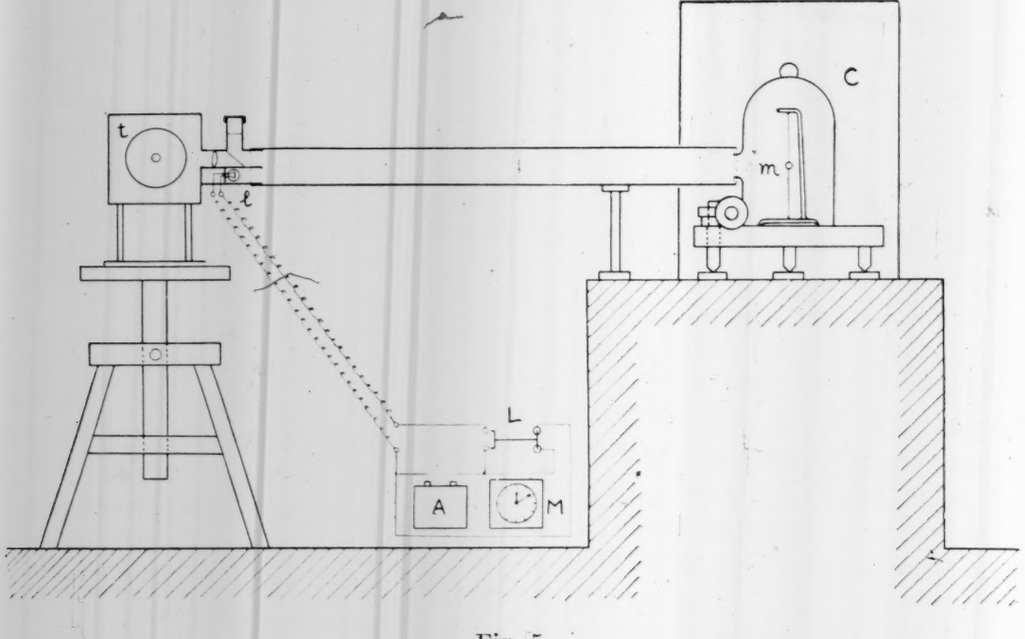


Fig. 5.

Pour mettre l'appareil à l'abri des perturbations vibratoires qui provoquent souvent des sauts d'image, j'ai fixé les pieds du cadre du pendule sur la table triangulaire avec une sorte de cire. Comme point de référence, j'ai placé auprès du pendule un autre miroir qui indique toujours la déviation constante. (non représenté dans la figure).

J'ai posé le pendule horizontal dans une cloche de verre (*c*) pour le mettre

à l'abri de l'humidité, de la moisissure et des perturbations par les courants d'air. Pour empêcher la rouille aux pieds de la table triangulaire, j'ai tenté de les placer dans une cuvette emplie d'huile (non représentée dans la figure) ; j'ai d'autre part, le projet de faire les pieds en acier inoxydable.

Le miroir concave (m) attaché à la tige du pendule réfléchit le faisceau lumineux d'une petite lampe électrique (l) allumée par un accumulateur (A) et enrégistre sa déviation sur un papier sensible roulé sur un tambour (t) dont la rotation dure une semaine. Pour obtenir une interruption dans l'enrégistrement, je me suis arrangé de manière à couper le courant électrique deux fois par jour au moyen d'une montre (M) et d'un relais (L).

J'ai garde toujours la période du pendule à 20 sec. et la distance entre le miroir et le papier sensible à un mètre.

Les variations de température de la cave où j'ai posé les pendules, sont généralement si petites qu'on n'y constate pas 1° C de difference pendant une semaine.

RESULTATS OBTENUS

Les enrégistrements donnés par les deux pendules pendant trois mois (Juillet, Août et Septembre) correspondent à la température atmosphérique ou plutôt à la température de la surface de l'écorce. Il y a un maximum à 4 heures après-midi, un minimum à 5 heures du matin dans la variation diurne (à O-E component) et son amplitude correspond à celle de la température de l'air. En comparant ces enrégistrements à la température moyenne du jour (données de l'observatoire central de météorologie de Tokyo) pendant plus de deux mois, on remarque entre eux le même rapport. (Fig. 6)

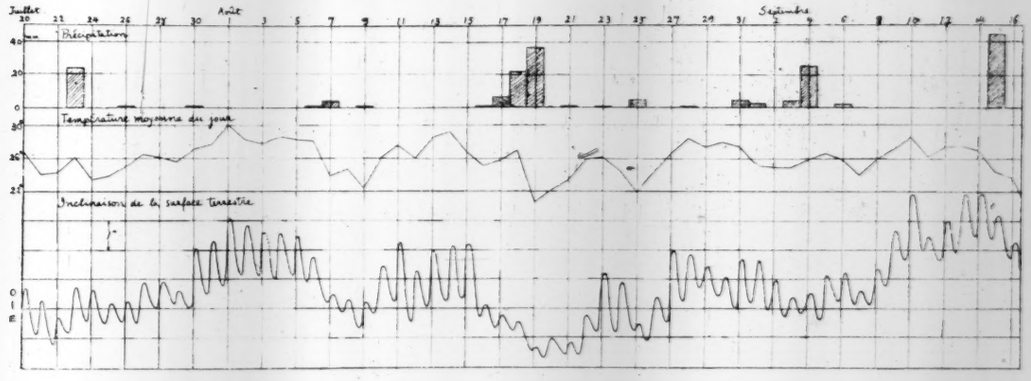


Fig. 6.

Ce rapport, cependant, est plus remarquable à *E–O* component qu'à *N–S* component et un diagramme vectoriel de deux components représentera l'effet thermique dépendant de la situation d'un terrain. De plus, comme on le voit dans la figure (6), il me semble que la quantité de précipitation est indifférente à la variation d'inclinaison de la terre.

Les résultats obtenus par M. Mazelle[1] à Triéste ne donnent pas une si grande amplitude ; c'est dû à ce que ses observations ont été faites dans une cave moins sensible à l'influence de la chaleur superficielle de la terre.

A cause des perturbations thermiques de l'écorce, je ne peux pas augmenter la sensibilité de l'appareil et dans l'etat actuel je n'arrive pas encore à dégager l'influence des marées de l'océan ou de l'écorce.

L'étude des variations de l'inclinaison avant et après le tremblement de terre est intéressante pour nous principalement. Pour des tremblements de terre lointains, l'enrégistrement devient faible à cause de la secousse ; mais ensuite, il ne montre aucun changement d'inclinaison puisque le terrain est affecté seulement d'ondes sismiques. Pour quelques tremblements de terre voisins, au contraire, l'enrégistrement donne un peu de changement de déviations immédiatement après les séismes. Avec les deux components d'enrégistrement, j'ai trouvé que ce changement exprime quelquefois l'élévation, quelquefois la dépression dans la direction d'épicentre qui est trouvée à l'aide de sismographe.

Le tremblement de terre du 3 Août (18^h 26^m) a été assez fort à Tokyo et ses éléments ont été

Position d'épicentre : Au milieu du golfe de Tokyo.
Distance d'épicentre : 54 KM S(E) de Tokyo.
Amplitude maximum : 24.8 mm. à Hongo, Tokyo.

Malheureusement les fils de quartz ont été brisés et il manque l'enrégistrement juste après ce séisme. Deux semaines avant ce tremblement de terre, j'ai relevé une anomaline à *N–S* component indépendante de la perturbation thermique. Jusqu'à present je n'osé pas affirmer que ce phénomène avait une relation avec ce séisme ; je me réserve de l'étudier à l'occasion d'un grand tremblement de terre. En passant j'ajoute qu'après ce tremblement de terre

1) Mazelle : Knott : The Phys. of Earthquake Phenomena (1908.) p. 188.

le pendule de N–S component ne donnait plus un bon enrégistrement par suite de la secousse.

De la photographie enrégistrée juste avant ce tremblement de terre, je peux conclure que, dans son état actuel de sensibilité, cet appareil n'a indiqué aucune variation spéciale.

REMARQUES.

Comme j'ai l'intention de continuer cette observation en dehors de l'influence thermique, j'ai le projet de placer cet appareil dans une cave profonde ou un puits de mine. D'après les mesures météorologiques, la température atmosphérique n'atteint pas au dela de la profondeur de 10 mètre, mais pour se mettre à l'abri de toute influence thermique, il semble qu'il faut se placer encore plus profondément. Quant aux lieux d'observations, je me propose d'en choisir en plusieurs endroits pour étudier les mouvements d'écorce, soit périodiques, soit non périodiques.

Grâce aux études sur les déplacements de l'écorce constatés après des tremblements de terre, nous pourrons peut-être arriver à expliquer certain mécanisme des séismes. Quant au problème de la prévision sur le tremblement de terre, il me semble qu'il est nécessaire l'avoir des mesures plus précises et un certain nombre d'observations.

A la fin j'exprime mes vifs remerciments à Messieurs les Profosseurs K. Suyehiro, T. Terada et A. Imamura qui m'ont fourni des suggestions utiles et des données exactes.

RÉSUMÉ.

Après avoir construit le pendule horizontal du type de Zöllner en quartz fondu ; après l'avoir étalonné et après l'avoir placé dans une cave pour observer les variations d'inclinaison de la surface terrestre ; je suis arrivé aux résultats suivants :

1° L'amplitude des variations diurnes dépend toujours de celle de la température superficielle.

2° Celle des variations longues dépend aussi de la température moyenne de chaque jour, mais ce phénomène est remarquable à E–O component.

3° Après des tremblements de terre dans le voisinage, on trouve certains

déviations qui expriment l'élévation ou la dépression d'épicentre.

4° Deux semaines avant un fort tremblement de terre, il y a eu une certaine anomalie à N–S component.

5° Immédiatement avant ce fort tremblement de terre aucun présage n'a été enrégistré dans l'état actuel de sensibilité de l'appareil.

Dilatational and Distorsional Waves generated from a Cylindrical or a Spherical Origin.

By

Katsutada SEZAWA.

Earthquake Research Institute.

圓壔形又は球形の源による縦横兩彈性波勢力分配の機構

所員　妹澤克惟

無限に擴がる彈性媒質中にある一點が種々の運動をする時に、それから生ずる彈性波の模樣は、ストークス、エル・ローレンツ、レーレー、ケルビン、ラブ等の諸氏による研究が既に發表されてゐるが、本問題は其延長とも見らるべきものであつて、源が或定つた大さの圓壔又は球形をなし、其が或適當な運動をする時に、横波と縦波とが或一定の割合及び形となつて傳播する機構を示した。

研究の方法は數學を用ひ、中心から出る縦波横波が前述の圓壔面又は球面に於て或適當な割合に結合して其面の境界條件を滿足する樣に調整する事が主な考となつてゐる。

論文は三章に分れ、第一章に於ては圓壔形の源が種々の節線を持ち、一定の境界彈性狀態にある振動をする時に出る縦横兩彈性波分配の機構を示し、第二章に於ては球形の源が斯る運動をなす場合、第三章には球形の源が單に横波のみ生ずる樣な場合を研究してある。

この研究によつて、縦波横波の分配は偶然でなく、源に於ける應力狀態によつて確定される事や、源を點として考へる時は容易に得られぬ複雜な運動及び有限な應力狀態、又は源からの方向によつて波の勢力が異なる事等が明かにせられる譯である。

圓壔形や球形の源を考へる事は、實際の地震運動とは勿論形式を異にするが、しかし、斯る計算の行ひ易び模型を考へて彈性體の性能を研究する事は、舊來からの力學的習慣であり、且つ又常に適當な處置であらうと思はれる。其れは、實驗的物理學者及び地震學者などが、斯る結果を複雜な現象の分解に於ける一成分と考へたり、又は特異現象を見出す爲の疑ひなき基準としたりする事によつても明かであらう。

I. Introduction.

Although the possibility of co-existence of two types of waves propagated with different velocities in an isotropic elastic solid body is well known, yet how the energy liberated from an origin with prescribed conditions of stress

is partitioned into dilational and distorsional waves, is not yet completely studied. Stokes[1] showed, in connection with the diffraction of light, the distribution of energy of waves in various directions, when the waves were generated from a single point executing periodic vibrations. Also L. Lorenz[2] and Lord Rayleigh[3] dealt with the same subject in a similar manner. A more general problem was taken up by Lord Kelvin,[4] who obtained the effect due to an oscillating rigid sphere. Love[5] later considered cases under various conditions at the origin, when it is a single point.

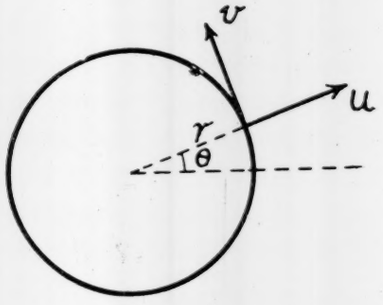
The present investigation has been undertaken to study the partition of strain energy into dilatational and distorsional waves, when the origin is of a cylindrical or spherical shape with prescribed conditions of stress.

II. Cylindrical Origin.

The equations of motion of elastic bodies in cylindrical coordinates, when the axial component of the motion is omitted, are expressed by

$$\frac{\rho}{\lambda+2\mu}\frac{\partial^2\Delta}{\partial t^2}=\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial\Delta}{\partial r}\right)+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\Delta}{\partial\theta^2} \tag{1}$$

$$\frac{\rho}{\mu}\frac{\partial^2\varpi}{\partial t^2}=\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial\varpi}{\partial r}\right)+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\varpi}{\partial\theta^2} \tag{2}$$



where

$$\left.\begin{aligned}\Delta&=\frac{1}{r}\frac{\partial(ru)}{\partial r}+\frac{1}{r}\frac{\partial v}{\partial\theta}\\ 2\varpi&=\frac{1}{r}\frac{\partial(rv)}{\partial r}-\frac{1}{r}\frac{\partial u}{\partial\theta}\end{aligned}\right\} \tag{3}$$

u, v=radial and transverse component of displacement respectively,

ρ=density of isotropic solid,

λ, μ=Lame's elastic constants,

1) Stokes's Math. and Phys. Paper, vol. 2 (1849)

2) L. Lorenz, J. f. Math. Bd. 58 (1861)

3) Lord Rayleigh, Theory of Sound, vol. 2, 276.

4) Phil. Mag. (1899)

5) London Math. Soc. Proc. (Ser. 2) vol. 1 (1904)

Writing $\Delta=\Delta_1 e^{i(n\theta+pt)}$ and $\varpi=\varpi_1 e^{i(n\theta+pt)}$ in (1) and (2) respectively and solving the resulting equations, we obtain,

$$\Delta_1=AJ_n(hr)+A'Y_n(hr) \tag{4}$$

$$\varpi_1=BJ_n(kr)+B'Y_n(kr) \tag{5}$$

in which $h^2=\frac{\rho p^2}{\lambda+2\mu_1}$, $k^2=\frac{\rho p^2}{\mu_1}$, $\frac{2\pi}{p}$=period of oscillations and n is a constant to denote the circumferential variation of amplitudes of waves.

Displacement (u_1, v_1) answering to Δ_1 in (4) and satisfying $\varpi=0$ is given by

$$u_1=-\frac{1}{h^2}\left\{A\frac{d}{dr}J_n(hr)+A'\frac{d}{dr}Y_n(hr)\right\} \tag{6}$$

$$v_1=-\frac{ni}{h^2}\left\{A\frac{J_n(hr)}{r}+A'\frac{Y_n(hr)}{r}\right\} \tag{7}$$

Displacement (u_2, v_2) derived from the value of ϖ_1 in (5) with the condition $\Delta=0$ is expressed by

$$u_2=\frac{ni}{k^2}\left\{B\frac{J_n(kr)}{r}+B'\frac{Y_n(kr)}{r}\right\} \tag{8}$$

$$v_2=-\frac{1}{k^2}\left\{B\frac{d}{dr}J_n(kr)+B'\frac{d}{dr}Y_n(kr)\right\} \tag{9}$$

The surface $r=a$ being assumed to be free from tangential traction and under a nomal pressure $p_1 e^{i(n\theta+pt)}$, the equations

$$\lambda\Delta+2\mu\frac{\partial u}{\partial r}=p_1 e^{i(n\theta+pt)} \tag{10}$$

and

$$\frac{1}{r}\frac{\partial u}{\partial\theta}+r\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{v}{r}\right)=0 \tag{11}$$

in which $u=u_1+u_2$ and $v=v_1+v_2$ must hold on that surface.

Putting the values of Δ_1, u_1+u_2 and v_1+v_2 from (4), (6), (7), (8) and (6) in (10) and (11), we get,

$$A\left[\lambda J_n(hr)-\frac{2\mu}{h^2}\frac{d^2}{dr^2}J_n(hr)\right]_{r=a}$$

$$+\frac{2iB\mu n}{k^2}\left[\frac{1}{r}\frac{J_n(kr)}{r}-\frac{J_n(kr)}{r^2}\right]_{r=a}=p_1 \tag{12}$$

$$\frac{2iAn}{k^2}\left[\frac{1}{r}J_n(hr)-\frac{1}{r^2}J_n(hr)\right]_{r=a}$$
$$+\frac{B}{k^2}\left[\frac{n^2J_n(kr)}{r^2}+\frac{d^2}{dr^2}J_n(kr)\right.$$
$$\left.-\frac{1}{r}\frac{d}{dr}J_n(kr)\right]_{r=a}=0 \qquad (13)$$

The above aquation (13) gives

$$\frac{B}{A}=-2i\frac{k^2}{h^2}n\frac{\left[\frac{1}{r}\frac{d}{dr}J_n(hr)-\frac{1}{r^2}J_n(hr)\right]_{r=a}}{\left[n^2\frac{J_n(kr)}{r^2}+\frac{d^2}{dr^2}J_n(kr)-\frac{1}{r}\frac{d}{dr}J_n(kr)\right]_{r=a}}\equiv -iR \qquad (14)$$

by which the relative values of the energy in dilatational and distorsional waves, when the origin executes the vibrations characterized by the equations (10) and (11), are obtained uniquely.

By the substitution of (14) in (12), we can determine the absolute magnitude of the enery of waves.

Each value of A and B being thus found, we can arrive at the general expressions for the dilatation and the distorsion, which can be written as follows :—

$$\Delta=A\cos n\theta\{J_n(hr)\cos pt+Y_n(hr)\sin pt\}$$
$$\varpi=AR\sin n\theta\{J_n(kr)\cos pt+Y_n(kr)\sin pt\}$$

where R is given in (14).

The velocities of propagation for Δ- and ϖ-waves are $\sqrt{\frac{\lambda+2\mu}{\rho}}$ and $\sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ respectively.

III. Spherical Origin.

The equations of mortion of elastic bodies in spherical coordinates, when the azimuthal component of the motion is omitted, are expressed by

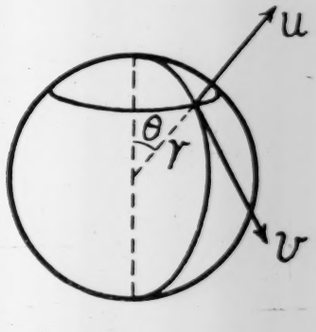
$$\frac{\rho}{\lambda+2\mu}\frac{\partial^2\Delta}{\partial t^2}=\frac{\partial^2\Delta}{\partial r^2}+\frac{2}{r}\frac{\partial\Delta}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\Delta}{\partial\theta^2}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial\Delta}{\partial\theta}\cot\theta \qquad (1)$$

$$\frac{\rho}{\mu}\frac{\partial^2\varpi}{\partial t^2}=\frac{\partial^2\varpi}{\partial r^2}+\frac{2}{r}\frac{\partial\varpi}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\varpi}{\partial\theta^2}$$

$$+\frac{1}{r^2}\frac{\partial\varpi}{\partial\theta}\cot\theta-\frac{\varpi}{r^2}(1+\cot^2\theta) \qquad (2)$$

where

$$\left.\begin{aligned}\Delta&=\frac{\partial u}{\partial r}+\frac{2u}{r}+\frac{1}{r}\frac{\partial v}{\partial\theta}+\frac{v}{r}\cot\theta\\ 2\varpi&=\frac{\partial v}{\partial r}+\frac{v}{r}-\frac{1}{r}\frac{\partial u}{\partial\theta}\end{aligned}\right\} \qquad (3)$$



u, v=radial and colatitudinal components of displacement respectively,

Writing $\Delta=\Delta_1 e^{ipt}$ and $\varpi=\varpi_1 e^{ipt}$ in (1) and (2) respectively and solving the resulting equations, we obtain,

$$\Delta_1=A\frac{P_n(\cos\theta)}{\sqrt{r}}\left\{J_{n+\frac{1}{2}}(hr)+A'\,Y_{n+\frac{1}{2}}(hr)\right\} \qquad (4)$$

$$\varpi_1=B\frac{dP_n(\cos\theta)}{d\theta}\frac{1}{\sqrt{r}}\left\{J_{n+\frac{1}{2}}(kr)+B'\,Y_{n+\frac{1}{2}}(kr)\right\} \qquad (5)$$

in which $h^2=\dfrac{\rho p^2}{\lambda+2\mu}$ and $k^2=\dfrac{\rho p^2}{\mu}$.

Displacement (u_1, v_1) answering to Δ_1 in (4) and satisfying $\varpi=0$ is given by

$$u_1=-\frac{A}{h^2}P_n(\cos\theta)\left\{\frac{d}{dr}\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(hr)}{\sqrt{r}}+A'\frac{d}{dr}\frac{Y_{n+\frac{1}{2}}(hr)}{\sqrt{r}}\right\} \qquad (6)$$

$$v_1=-\frac{A}{h^2}\frac{dP_n(\cos\theta)}{d\theta}\frac{1}{r^{\frac{3}{2}}}\left\{J_{n+\frac{1}{2}}(hr)+A'\,Y_{n+\frac{1}{2}}(hr)\right\} \qquad (7)$$

Displacement (u_2, v_2) derived from the value of ϖ_1 in (5) with the condition $\Delta=0$ is expressed by

$$u_2=-2B\frac{n(n+1)}{k^2}P_n(\cos\theta)\frac{1}{r^{\frac{3}{2}}}\left\{J_{n+\frac{1}{2}}(kr)+B'\,Y_{n+\frac{1}{2}}(kr)\right\} \qquad (8)$$

$$v_2=-\frac{2B}{k^2}\frac{dP_n(\cos\theta)}{d\theta}\frac{1}{r}\left\{\frac{d}{dr}\left(\sqrt{r}\,J_{n+\frac{1}{2}}(kr)\right)+B'\frac{d}{dr}\left(\sqrt{r}\,Y_{n+\frac{1}{2}}(kr)\right)\right\} \tag{9}$$

The surface $r=a$ being assumed to be free from tangential traction and be under a normal pressure $p_1 P_n(\cos\theta)\,e^{ipt}$, the equations

$$\lambda\Delta+2\mu\frac{\partial u}{\partial r}=p_1 P_n(\cos\theta)\,e^{ipt} \tag{10}$$

$$\frac{\partial v}{\partial r}-\frac{v}{r}+\frac{1}{r}\frac{\partial u}{\partial\theta}=0 \tag{11}$$

in which $u=u_1+u_2$ and $v=v_1+v_2$ must hold on that surface.

Putting the values of Δ, u_1+u_2 and v_1+v_2 from (4), (6), (7), (8) and (9) in (10) and (11), we have,

$$\frac{B}{A}=\frac{k^2}{h^2}\cdot\frac{\left[\frac{d}{dr}\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(hr)}{r^{\frac{3}{2}}}\right]_{r=a}}{\left[\frac{1}{\sqrt{r}}\frac{d^2}{dr^2}J_{n+\frac{1}{2}}(kr)-\frac{1}{r^{\frac{3}{2}}}\frac{d}{dr}J_{n+\frac{1}{2}}(kr)+\frac{1}{r^{\frac{5}{2}}}\left(n(n+1)-\frac{5}{4}\right)J_{n+\frac{1}{2}}(kr)\right]_{r=a}}$$

$$\equiv R \tag{12}$$

$$A\left[\lambda\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(hr)}{\sqrt{r}}-\frac{2\mu}{h^2}\frac{d^2}{dr^2}\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(hr)}{\sqrt{r}}-4\mu R\frac{n(n+1)}{k^2}\frac{d}{dr}\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(kr)}{r^{\frac{3}{2}}}\right]_{r=a}=p_1 \tag{13}$$

The above equations (12) and (13) give us the ratio of the energy in dilatational and distorsional waves, together with the absolute magnitudes of of these waves.

Both dilatational and distorsional waves, which are thus partitioned to accord with the conditions on the surface of the spherical cavity, propagate outwards in the following manners :—

$$\left.\begin{aligned}\Delta&=AP_n(\cos\theta)\frac{1}{\sqrt{r}}\left\{J_{n+\frac{1}{2}}(hr)\cos pt+Y_{n+\frac{1}{2}}(hr)\sin pt\right\}\\ \varpi&=AR\frac{dP_n(\cos\theta)}{d\theta}\frac{1}{\sqrt{r}}\left\{J_{n+\frac{1}{2}}(kr)\cos pt+Y_{n+\frac{1}{2}}(kr)\sin pt\right\}\end{aligned}\right\} \tag{14}$$

where A and AR can be obtained from (12) and (13).

The velocities of propagation of Δ- and ϖ-waves are $\sqrt{\frac{\lambda+2\mu}{\rho}}$ and $\sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ respectively as in the preceding case.

The expressions of displacement for Δ-waves are in the following forms :—

$$u_1=-\frac{A}{h^2}P_n(\cos\theta)\left\{\frac{d}{dr}\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(hr)}{\sqrt{r}}\cos pt+\frac{d}{dr}\frac{Y_{n+\frac{1}{2}}(hr)}{\sqrt{r}}\sin pt\right\}$$

$$v_1=-\frac{A}{h^2}\frac{dP_n(\cos\theta)}{d\theta}\frac{1}{r^{\frac{3}{2}}}\left\{J_{n+\frac{1}{2}}(hr)\cos pt+Y_{n+\frac{1}{2}}(hr)\sin pt\right\}$$

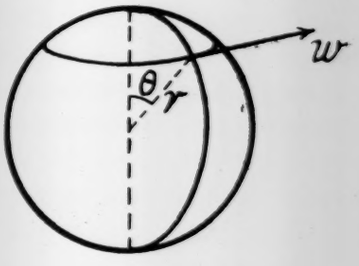
Similar expressions for ϖ-waves are

$$u_2=-\frac{2AR}{k^2}n(n+1)P_n(\cos\theta)\frac{1}{r^{\frac{3}{2}}}\left\{J_{n+\frac{1}{2}}(kr)\cos pt+Y_{n+\frac{1}{2}}(kr)\sin pt\right\}$$

$$v_2=-\frac{2AR}{k^2}\frac{dP_n(\cos\theta)}{d\theta}\frac{1}{r}\left\{\frac{d}{dr}\left(\sqrt{r}\,J_{n+\frac{1}{2}}(kr)\right)\cos pt+\frac{d}{dr}\left(\sqrt{r}\,Y_{n+\frac{1}{2}}(kr)\right)\sin pt\right\}$$

IV. Purely Distorsional Origin.

When stresses at the origin are entirely distorsional, the motion can be analysed more easily. As an example, let the displacement of a spherical origin be purely azimuthal. In such a case the equation of motion is written by



$$\frac{\rho}{\mu}\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}=\frac{\partial^2 w}{\partial r^2}+\frac{2}{r}\frac{\partial w}{\partial r}-\frac{2}{r^2}w+\frac{1}{r^2}\left\{\frac{\partial^2 w}{\partial\theta^2}+\frac{\partial w}{\partial\theta}\cot\theta+w(1-\cot^2\theta)\right\}$$

in which w is the azimuthal component of displacement.

The appropriate solution of this differential equation is expressed by

$$w=\frac{A}{\sqrt{r}}\left\{J_{n+\frac{1}{2}}(kr)\cos pt+Y_{n+\frac{1}{2}}(kr)\sin pt\right\}\frac{d}{d\theta}P_n(\cos\theta)$$

where

$$\frac{2\pi}{p}=\text{period of oscillation,}$$

$$k^2=\frac{\rho p^2}{\mu}$$

It will be seen that the waves propagate towards infinity without change of type.

The motion of waves is purely equivoluminal and the velocity of propagation $\sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$.

V. Conclusion.

The present investigation shows clearly that the partition of strain energy generated from an origin of a certain size into dilational and di-torsional waves, is determined definitely by the conditions of stresses at the origin. It is also shown how the energy of waves is distributed in different directions.

In concluding this paper the author wishes to express his indebtness to Professor Nagaoka and Professor Suyehiro of this Institute for valuable advices and suggestions.

December, 1926.

On the Propagation of Rayleigh-Waves on Plane and Spherical Surfaces.

By

Katsutada SEZAWA,

Earthquake Research Institute.

二次元又は球面上レーレー波の傳播

所員　妹澤克惟

彈性表面波が地表上を傳はる理論は、1887年レーレー卿によつて提出されたが、其は波が一方向にのみ傳播する場合であつた。其後1904年力學の大家ラム氏が應力函數を用ひて波が二次元に擴がる場合を研究し、而もレーレーとは異なる方法により、數學の困難さと優雅さとを示した。これより先、1882年同氏は直角座標を用ひる事によつて、球の自由振動を攻究したが、座標軸の性質上三節線以上の振動には極めて不適當な結果を殘した。最近1923年氣體力學の權威ジーンス氏が極座標を用ひ、重力迄も考慮に入れ、球上表面波の傳播に就て發表したが、計算は可なり近似的であり、重力の影響を除いても猶不正確を免れず、結局平面上の問題に歸して居る。

本問題は分つて二章より成り、第一章の研究は始めラム氏の文獻を知らず、ラム氏の方法を全く離れてレーレー卿に近き一方法を以てした。第二章中には、球面上に於ける勝手な波長のレーレー波につき極めて正確なる解を求めて傳播の狀況其他を示した。

此等の研究の結果によれば、二次元でも球面上でも、始めレーレー卿が考へたものと本質上何等異ならぬ傳播をするが、しかし其正確なる力學的機構や、又球面上では其が完全な彈性體である時、源から發した波が、源に對する赤道圓に到るまで次第に振幅を減じ、其から又次第に振幅を增し遂に對蹠點では、波動源に於けるものと同じ大さになる事などが示される。

地震時に當つてレーレー波が存在するか否かの議論はこの問題の關せぬ所であつて、要するに地球が完全な彈性體で、而も重力を持たぬ場合に存在する唯一の等週期性表面波である事には疑がなく、之が地球力學進歩への一階梯となるならば幸であらう。

著者は尙表面波の性質を表はすものとして現今最も信賴されつつある波即ち、彈性力學の泰斗ラブ氏によるラブ波を容易に球面上に擴張して見たが、其本質はやはり平面の時と類似をなすから論文には之を避けた。

For the study of the propagation of elastic surface waves the integration of the equations of motion is made to accord with prescribed boundary con-

ditions of stresses or displacements. Lord Rayleigh[1] gave the integration of differential equations for the elastic surface waves propagating in one direction, and Lamb[2] extended the solution to the case in two dimensions. Lord Rayleigh obtained the solution by superposing two types of waves, one of them being dilational and the other distorsional. Lamb's method is based upon the application of stress functions. Regarding the elastic vibrations of a sphere, some problems in Cartesian coordinates were solved by Lamb[3], whose method is suited for one or two nodal vibrations. The same subject was attacked also by Jeans[4] by taking the effect of gravity into considerations; the results obtained by him, however, are approximate even when the effect of gravity is neglected.

This investigation, which aims to obtain simple and correct methods of finding solutions of Rayleigh-waves in general, falls into two sections. First, a solution of the problem of the propagation of Rayleigh-waves in two dimensions has been found following Lord Rayleigh's method. Second, exact solutions concerning the propagation of surface waves having any wave length over an isotropic elastic sphere have been obtained by using spherical coordinates.

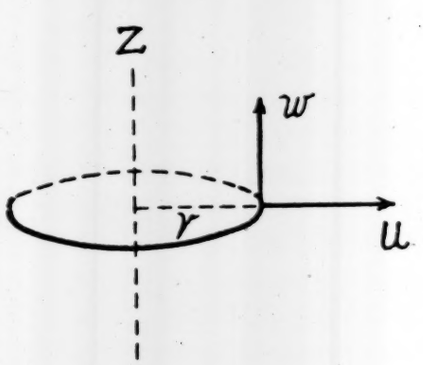
I. The Propagation of Rayleigh-Waves in Two Dimensions.

The equations of motion of elastic bodies in cylindrical coordinates, when the circumferential component of the motion is omitted, are expressed by

$$\frac{\partial^2\Delta}{\partial t^2}=\frac{\lambda+2\mu}{\rho}\left(\frac{\partial^2\Delta}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial\Delta}{\partial r}+\frac{\partial^2\Delta}{\partial z^2}\right) \tag{1}$$

$$\frac{\partial^2\varpi}{\partial t^2}=\frac{\mu}{\rho}\left(\frac{\partial^2\varpi}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial\varpi}{\partial r}-\frac{\varpi}{r^2}+\frac{\partial^2\varpi}{\partial z^2}\right) \tag{2}$$

$$\left.\begin{aligned}\Delta&=\frac{1}{r}\frac{\partial(ru)}{\partial r}+\frac{\partial w}{\partial z}\\ 2\varpi&=\frac{\partial u}{\partial z}-\frac{\partial w}{\partial r}\end{aligned}\right\} \tag{3}$$



1) London Math. Soc. Proc. vol. 17 (1887)
2) Phil. Trans. Roy. Soc. (Ser. A) vol. 203 (1904)
3) London Math. Soc. Proc. vol. 13 (1882)
4) Roy. Soc. Proc. (Ser. A) vol. 104 (1923)

u, v = radial and vertical components of displacement respectively at instant, t,

ρ = density of isotrophic solid,

λ, μ = Lame's elastic constants,

Writing $\Delta=\Delta_1 e^{-\alpha z+ipt}$ and $\varpi=\varpi_1 e^{-\beta z+ipt}$ in (1) and (2) respectively and solving the resulting equations, we have

$$\Delta_1=AJ_0(kr)+A'\,Y_0(kr) \tag{4}$$

$$\varpi_1=BJ_1(kr)+B'\,Y_1(kr) \tag{5}$$

in which $k^2=\alpha^2+\dfrac{\rho p^2}{\lambda+2\mu}=\beta^2+\dfrac{\rho p}{\mu}$

Displacement (u_1, w_1) answering to Δ_1 in (4) and satisfying $\omega=0$ is given by the forms,

$$u_1=\frac{k}{k^2-\alpha^2}\,e^{-\alpha z+ipt}\left\{AJ_1(kr)+A'Y_1(kr)\right\} \tag{6}$$

$$w_1=\frac{\alpha}{k^2-\alpha^2}\,e^{-\alpha z+ipt}\left\{AJ_0(kr)+A'Y_0(kr)\right\} \tag{7}$$

Displacement (u_2, w_2) derived from the value of ω_1 in (5) under the condition, $\Delta=0$, is expressed by

$$u_2=\frac{2\beta}{k^2-\beta^2}\,e^{-\beta z+ipt}\left\{BJ_1(kr)+B'Y_1(kr)\right\} \tag{8}$$

$$w_2=\frac{2k}{k^2-\beta^2}\,e^{-\beta z+ipt}\left\{BJ_0(kr)+B'Y_0(kr)\right\} \tag{9}$$

The surface $z=0$ being free from traction, the equations

$$\lambda\Delta+2\mu\frac{\partial w}{\partial z}=0 \tag{10}$$

$$\frac{\partial u}{\partial z}+\frac{\partial w}{\partial r}=0 \tag{11}$$

in which $u=u_1+u_2$ and $w=w_1+w_2$ must hold on that surface.

These equations give

$$\left.\begin{aligned}\frac{B}{A}&=\frac{\lambda}{2\mu}\,\frac{k^2-\alpha^2}{\alpha k}-\frac{\alpha}{k}\\ \frac{B}{A}&=-\frac{2\beta k}{\beta^2+k^2}\end{aligned}\right\}\qquad(12)$$

Eliminating $\frac{B}{A}$, we obtain,

$$j^8-8j^6+24j^4-16(1+h^2)j^2+16h^2=0\qquad(13)$$

where $\bar{h}^2=\frac{\rho p^2}{(\lambda+2\mu)k^2}$ and $j^2=\frac{\rho p^2}{\mu k^2}$.

The equations (13) is of the same form as the equation derived by Lord Rayleigh to determine the velocity of propagation of plane surface waves.

The velocity of propagation at infinity is given by

$$\frac{2\pi/k}{2\pi/p}=C\sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$$

where $C=0.9553$ for incompressible materials and 0.9194 for materials whose Poisson's ratio is $\frac{1}{4}$.

Near the origin the velocity is greater than that at infinity because of the large distances between zero points (or wave lengths) of Bessel's function for small arguments. Thus the velocity near the origin should be written.

$$\frac{2\pi/k(1-\epsilon)}{2\pi/p}=\frac{C}{1-\epsilon}\sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$$

The ratio of $\frac{B}{A}$ being determined from (5), we get $B/A=-0.543$ for incompressible case and -0.682 for materials which fulfils Poisson's condition. The moduli of decay (α, β) in semi-infinite solid body are the same as those for ordinary Rayleigh-waves. For examples, $\alpha^2=k^2$, $\beta^2=0.08737\,k^2$ for incompressible body and $\alpha^2=0.7182\,k^2$, $\beta^2=0.1546\,k^2$ for a body whose Poisson's ratio is $\frac{1}{4}$.

The general expressions for displacement (taking $\lambda=\mu$) are

$$u=u_1+u_2=\frac{A}{k}\left\{\frac{e^{-.847kz}}{.847}-.682e^{-.394kz}\right\}\left\{J_1(kr)\sin pt-Y_1(kr)\cos pt\right\}$$

$$w=w_1+w_2=\frac{A}{k}\left\{ e^{-.847kz}-\frac{.682}{.394}\,e^{-.394kz}\right\}\left\{J_0(kr)\sin pt-Y_0(kr)\cos pt\right\}$$

The displacement at infinity is of the forms,

$$u=\frac{A}{\sqrt{kr}}f(z)\sin\left(pt-kr+\frac{3}{4}\pi\right)$$

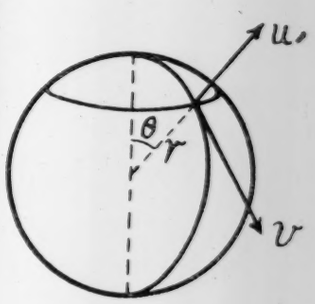
$$w=\frac{A}{\sqrt{kr}}F(z)\cos\left(pt-kr+\frac{3}{4}\pi\right)$$

II. The Propagation of Rayleigh-Waves on a Spherical Surface.

The equations of motion of elastic bodies in spherical coordinates, when the azimuthal component of the motion is omitted, are expressed by

$$\frac{\partial^2\Delta}{\partial t^2}=\frac{\lambda+2\mu}{\rho}\left\{\frac{\partial^2\Delta}{\partial r^2}+\frac{2}{r}\frac{\partial\Delta}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\Delta}{\partial\theta^2}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial\Delta}{\partial\theta}\cot\theta\right\} \qquad (1)$$

$$\frac{\partial^2\varpi}{\partial t^2}=\frac{\mu}{\rho}\left\{\frac{\partial^2\varpi}{\partial r^2}+\frac{2}{r}\frac{\partial\varpi}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\varpi}{\partial\theta^2}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial\varpi}{\partial\theta}\cot\theta-\frac{\varpi}{r^2}(1+\cot^2\theta)\right\} \qquad (2)$$



where

$$\left.\begin{aligned}\Delta&=\frac{\partial u}{\partial r}+\frac{2u}{r}+\frac{1}{r}\frac{\partial v}{\partial\theta}+\frac{v}{r}\cot\theta\\ 2\varpi&=\frac{\partial v}{\partial r}+\frac{v}{r}-\frac{1}{r}\frac{\partial u}{\partial\theta}\end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

u, v. = radial and co-latitudinal components of displacement respectively at instant, t,

Writing $\Delta=\Delta_1 e^{int}$ and $\varpi=\varpi_1 e^{int}$ in (1) and (2) respectively and solving the resulting equations, we obtain,

$$\Delta_1=A\frac{J_m(hr)}{\sqrt{r}}\left\{P_n(\cos\theta)+A'\,Q_n(\cos\theta)\right\} \qquad (4)$$

$$\varpi_1 = B\frac{J_m(kr)}{\sqrt{r}}\left\{\frac{dP_n(\cos\theta)}{d\theta} + B'\frac{dQ_n(\cos\theta)}{d\theta}\right\} \tag{5}$$

in which $h^2 = \frac{\rho p^2}{\lambda+2\mu}$, $k^2 = \frac{\rho p^2}{\mu}$, $m = n+\frac{1}{2}$ and n is a constant to denote the number of waves on the whole spherical surface.

Displacement (u_1, v_1) answering to Δ_1 in (4) and satisfying $\varpi = 0$ is given by

$$u_1 = -\frac{A}{h^2}\frac{d}{dr}\frac{J_m(hr)}{\sqrt{r}}\left\{P_n(\cos\theta) + A'\,Q_n(\cos\theta)\right\}$$

$$v_1 = -\frac{A}{h^2}\frac{J_m(hr)}{r^{\frac{3}{2}}}\left\{\frac{dP_n(\cos\theta)}{d\theta} + A'\frac{dQ_n(\cos\theta)}{d\theta}\right\}$$

Displacement (u_2, v_2) derived from the value of ϖ_1 in (5) under the condition, $\Delta = 0$, is expressed by

$$u_2 = -2B\frac{n(n+1)}{k^2}\frac{J_m(kr)}{r^{\frac{3}{2}}}\left\{P_n(\cos\theta) + B'\,Q_n(\cos\theta)\right\}$$

$$v_2 = -2B\frac{1}{k^2}\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left\{\sqrt{r}\,J_m(kr)\right\}\left\{\frac{dP_n(\cos\theta)}{d\theta} + B'\frac{dQ_n(\cos\theta)}{d\theta}\right\}$$

The surface $r=a$ being free from traction, the equations

$$\lambda\Delta + 2\mu\frac{\partial u}{\partial r} = 0 \quad \text{and} \quad \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} + \frac{\partial u}{\partial\theta} = 0 \tag{6}$$

in which $u = u_1 + u_2$ and $v = v_1 + v_2$ must hold on that surface.

Eliminating A and B in applying the above boundary conditions at $r=a$, we obtain the following equation to determine the velocity of propagation of surface waves.

$$\begin{aligned}(\lambda+2\mu)h^2\frac{J_m(ha)}{\sqrt{a}}&\left[\left(-k^2+\frac{2(n^2+n-1)}{a^2}\right)\frac{J_m(ka)}{\sqrt{a}} - \frac{2}{a}\left(\frac{d}{dr}\frac{J_m(kr)}{\sqrt{r}}\right)_{r=a}\right]\\ &-2\mu\left[\frac{n(n+1)}{a^2}\left(-k^2+\frac{2(n-1)(n+2)}{a^2}\right)\frac{J_m(ha)\,J_m(ka)}{a}\right.\\ &-\frac{2}{a}\left(-k^2+\frac{(n-1)(n+2)}{a^2}\right)\frac{J_m(ka)}{\sqrt{a}}\left(\frac{d}{dr}\frac{J_m(hr)}{\sqrt{r}}\right)_{r=a}\\ &\left.-\frac{2(n-1)(n+2)}{a^2}\left(\frac{d}{dr}\frac{J_m(kr)}{\sqrt{r}}\frac{d}{dr}\frac{J_m(kr)}{\sqrt{r}}\right)_{r=a}\right]=0\end{aligned} \tag{7}$$

This equation is too complicated to study the nature of the motion, so that we must be contented with the following simplified form :—

$$\left(\frac{k^2}{f^2}-2\right)^4=16\left(1-\frac{h^2}{f^2}\right)\left(1-\frac{k^2}{f^2}\right) \qquad (7')$$

where $\frac{h^2}{f^2}=\frac{ha}{n}$ and $\frac{k}{f}=\frac{ka}{n}$.

In this equation the largeness of n is taken into consideration ; even when $n=100$, the wave length on the surface of the Earth is so large as 360 kilometers. Also, for simplicitie's sake, for the values of Bessel's functions in (7), the first term of the asymptotic expansion due to P. Debye, namely

$$J_n(x)=\frac{1}{\pi}\,e^{-x(\tau\cosh\tau-\sinh\tau)}\sum_{q=l}^{q=l}B_q(\tau)\frac{\Gamma\left(q+\frac{1}{2}\right)}{\left(\frac{x}{2}\sinh\tau\right)^{q+\frac{1}{2}}},$$

in which $\cosh\tau=\frac{n}{x}>1$, is taken.

The equation (7′) is of the same form as that derived by Lord Rayleigh to determine the velocity of propagation of plane surface waves.

The velocity of propagation excepting near the origin, when n is large, is given by

$$\frac{2\pi/f}{2\pi/p}=C\sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$$

where $C=0.9553$ for incompressible materials and 0.9194 for materials whose Poisson's ratio is $\frac{1}{4}$.

The value of B/A is obtained from one of the relations in (6). If the second relation is used,

$$\frac{B}{A}=\left\{-\frac{k^2}{h^2}\,\frac{\left[\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\frac{J_n(hr)}{\sqrt{r}}-\frac{1}{r^2}\frac{J_n(hr)}{\sqrt{r}}\right]}{\left(-k^2+\frac{2(n^2+n-1)}{r^2}\right)\frac{J_n(kr)}{\sqrt{r}}-\frac{2}{r}\frac{d}{dr}\frac{J_n(kr)}{\sqrt{r}}}\right\}_{r=a} \qquad (8)$$

Under a similar process by which we deduced (7′) from (7), we obtain, from (8)

$$\frac{B}{A}=\frac{-\sqrt{1-\left(\frac{h}{f}\right)^2}}{n\left[2\left(\frac{h}{k}\right)^2-\left(\frac{h}{f}\right)^2\right]}\left\{\frac{1-\frac{k^2}{f^2}}{1-\frac{h^2}{f^2}}\right\}^{\frac{1}{4}}$$

$$\exp.\quad n\left[\log\left\{\frac{1+\sqrt{1-\left(\frac{h}{f}\right)^2}}{1+\sqrt{1-\left(\frac{k}{f}\right)^2}}\frac{k}{h}\right\}-\sqrt{1-\frac{h^2}{f^2}}-\sqrt{1-\frac{k^2}{f^2}}\right]$$

The value of B/A being thus found, we can arrive at the general expressions for displacement, which can be written as follows :—

$$\left.\begin{aligned} u=A\Big[&\frac{1}{h^2}\frac{d}{dr}\frac{J_m(hr)}{\sqrt{r}}+2\Big(\frac{B}{A}\Big)\frac{n(n+1)}{k^2}\frac{J_m(kr)}{r^{\frac{3}{2}}}\Big]\times \\ &\Big[P_n(\cos\theta)\sin pt+D_n\,Q_n(\cos\theta)\cos pt\Big] \\ v=A\Big[&\frac{1}{h^2}\frac{J_m(kr)}{r^{\frac{3}{2}}}+\frac{2}{k^2}\Big(\frac{B}{A}\Big)\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\Big\{\sqrt{r}\,J_m(kr)\Big\}\Big]\times \\ &\Big[\frac{dP_n(\cos\theta)}{d\theta}\sin pt+D_n\frac{dQ_n(\cos\theta)}{d\theta}\cos pt\Big] \end{aligned}\right\}\qquad(9)$$

where D_n is a positive number, whose value is constant, for a given n and which is to be so adjusted that $P_n(\cos\theta)$ and $D_n Q_n(\cos\theta)$ may have enveloping curves in common, excepting near the origin and the antipode within a zenith distance corresponding to, say, $\frac{1}{4}$ wave-length. Evidently motions in these regions must be excluded from the consideration.

The expressions (9) clearly tell the fact that, while the displacements gradually decrease as the waves approach the equatorial circle, the displacements again increase as they proceed towards the antipode.

The author's thanks are due to Professor Nagaoka and Professor Suyehiro for their kind advices and suggestions.

December, 1926.

Propagation of Elastic Waves from an Elliptic or a Spheroidal Origin.

By

Katsutada SEZAWA.

Earthquake Research Institute.

楕圓形又は廻轉楕圓體形の源による彈性波の傳播

所員　妹澤克惟

楕圓形又は廻轉楕圓體形の源から彈性波が無窮遠の方向へ傳播する場合、如何なる特性が現はれるかは相當興味のある問題であるが、數學が困難な爲か、或は單に注意されなかつた爲か、研究が餘り見當らぬ樣である。唯靜力學的研究はワンゲリン氏によつて幾等か試みられて居る。

本論文は三章より成り、第一章は楕圓形の源によるもの、第二章は長廻轉楕圓體形、第三章は短廻轉楕圓體形の源による彈性波の傳播の研究を夫々包含するが、其方法に就ての重要點は、曲座標の應用と、マテユー氏微分方程式の解答とに歸する事が出來る。其源の周圍の方向の勢力分布に就ては殊に數學的困難を伴ひ、第一章の部分は幸にマテユー氏積分方程式を利用し得るが、第二章第三章の縱波に屬する部分は、僅に著者の創意に成る積分方程式によつて解答を求める事が出來、其橫波の部分に到つては未だ正確なる解を得るに到らぬ。然しながら、波動の大體の數學的機構及び諸性質は相當詳細の點まで知るに充分である。

例へば源に於ては極的不對稱の振動が、源の長さの數倍の遠方では、源が恰も一點であるかの如き波動をなす事、又源に於ては種々の傳播速度可能なるに拘らず、遠方では一定の速度となるが如きは著しい事實であらう。前者は地震の觀測に多少暗示を與へる事にならうし、又後者は彈性波の傳播と構造體の振動理論とに對して共に好都合を與へる事にならう。其他方向による勢力の大小、又波動距離による振幅の減少等に一定の數量的結果を與へる事なども可なり意味がある筈である。

The propagation of elastic waves, started from an origin of an elliptical or a spheroidal form, under prescribed periodic tractions, is an interesting problem, because the propagation of the waves is affected by the shape of the origin. Yet such a problem has not been much studied for the reason that it involves mathematical difficulty and more probably has escaped the notice

of investigators. So far as the author is aware, successful attempts hitherto made are for statical problems by Wangerin and a few others. Although the existing formulae in mathematics are not sufficient for solving the present subject, yet the author has succeeded to carry out a mathematical investigation more or less satisfactorily.

The present investigation consists of three sections : the first is on two-dimensional propagation of waves from an elliptical origin, the second on the transmission of waves from an origin of prolate spheroid and the third on that from an origin of a oblate spheroid. In the following analysis, special attention should be given to the vibratory motion at the origin, wave fronts at infinity and the distribution of energy of waves in all directions.

I. Elliptic Origin.

The equations of motion of elastic bodies in elliptic coordinates are expressed by

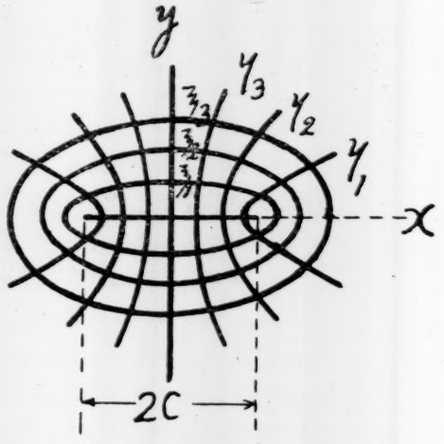
$$\left.\begin{aligned}(\lambda+2\mu)\,h_1\frac{\partial\Delta}{\partial\xi}-2\mu h_2\frac{\partial\varpi}{\partial\eta}&=\rho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}\\(\lambda+2\mu)\,h_2\frac{\partial\Delta}{\partial\eta}+2\mu h_1\frac{\partial\varpi}{\partial\xi}&=\rho\frac{\partial^2 v}{\partial t^2}\end{aligned}\right\}\qquad(1)$$

where

ξ, η=curvilinear coordinates related to Cartesian coordinates (x, y) in the form,

or

$$\left.\begin{aligned}x+iy&=c\cosh(\xi+i\eta)\\\frac{x^2}{c^2\cosh^2\xi}+\frac{y^2}{c^2\sinh^2\xi}&=1\\\frac{x^2}{c^2\cos^2\eta}-\frac{y^2}{c^2\sin^2\eta}&=1\end{aligned}\right\}$$



u, v=components of displacement referred to curvilinear coordinates, ξ and η, respectively at instant, t,

$$\Delta=h_1h_2\left[\frac{\partial}{\partial\xi}\left(\frac{u}{h_2}\right)+\frac{\partial}{\partial\eta}\left(\frac{v}{h_1}\right)\right]\qquad(2)$$

$$2\varpi = h_1 h_2 \left[\frac{\partial}{\partial \xi}\left(\frac{v}{h_2}\right) + \frac{\partial}{\partial \eta}\left(\frac{u}{h_1}\right)\right] \tag{3}$$

$$\left.\begin{aligned} \frac{1}{h_1^2} &= \left(\frac{\partial x}{\partial \xi}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \xi}\right)^2 = c^2(\cosh^2\xi - \cos^2\eta) \\ \frac{1}{h_2^2} &= \left(\frac{\partial x}{\partial \eta}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \eta}\right)^2 = c^2(\cosh^2\xi - \cos^2\eta) \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

ρ = density of isotropic solid,

λ, μ = Lame's elastic constants.

From (1), (2), (3) and (4), we get

$$\left.\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 \Delta}{\partial t^2} &= \frac{\lambda + 2\mu}{c^2(\cosh^2\xi - \cos^2\eta)}\left(\frac{\partial^2 \Delta}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \Delta}{\partial \eta^2}\right) \\ \rho \frac{\partial^2 \varpi}{\partial t^2} &= \frac{\mu}{c^2(\cosh^2\xi - \cos^2\eta)}\left(\frac{\partial^2 \varpi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \varpi}{\partial \eta^2}\right) \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

Writing $\Delta = \Delta_1 e^{ipt}$, $\varpi = \varpi_1 e^{ipt}$, $\frac{\rho p^2}{\lambda + 2\mu} = h^2$ and $\frac{\rho p^2}{\mu} = k^2$, we obtain

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial^2 \Delta_1}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \Delta_1}{\partial \eta^2} + h^2 c^2(\cosh^2\xi - \cos^2\eta)\,\Delta_1 &= 0 \\ \frac{\partial^2 \varpi_1}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \varpi_1}{\partial \eta^2} + k^2 c^2(\cosh^2\xi - \cos^2\eta)\,\varpi_1 &= 0 \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

From the symmetrical nature of the equations, it will be sufficient to study only one of the above equations.

Putting $\Delta_1 = \Xi(\xi)\,\mathrm{H}(\eta)$, the first of the equations in (6) will be transformed into Mathieu's differential equations, namely

$$\left.\begin{aligned} \frac{d^2\Xi}{d\xi^2} + (h^2 c^2 \cosh^2\xi - A_n)\,\Xi &= 0 \\ \frac{d^2\mathrm{H}}{d\eta^2} + (h^2 c^2 \cos^2\eta - A_n)\,\mathrm{H} &= 0 \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

in which A_n is an arbitrary constant.

As the lower equation of (7) satisfies the integral equation of the type,

$$\mathrm{H}(\eta) = a\int_{-\pi}^{\pi} e^{ihc\cos\eta\cos\theta}\,\mathrm{H}(\theta)\,d\theta \tag{8}$$

in which a is any arbitrary constant, we can derive the value of $\mathrm{H}(\eta)$ in an expanded form, by substituting some series in (8) and adjusting the accompanying constants.

When $A_n=n^2=\mathbf{O}$, a convenient form for $\mathrm{H}(\eta)$ is expressed by

$$\mathrm{H}(\eta)=ce_0(\eta,\ q)=1+\sum_{r=1}^{\infty}\left\{\frac{2^{r+1}q^r}{r!\,r!}-\frac{2^{r+3}r(3r+4)}{(r+1)!\,(r+1)!}\,q^{r+2}+\mathbf{O}(q^{r+4})\right\}\cos 2r\eta \qquad (9)$$

where $$q=-\frac{h^2c^2}{32}$$

The domains of convergence of the series have not yet been determined The series converge for sufficiently small value of q.

For a prescribed distribution of $\mathrm{H}(\eta)$, we may put,

$$\mathrm{H}(\eta)=\sum_{n=0}^{\infty}a_n ce_n(\eta,\ q)+\sum_{n=0}^{\infty}\beta_n se_n(\eta,\ q) \qquad (10)$$

in which

$$n^2=A_n$$

$$a_n=\int_{-\pi}^{\pi}\mathrm{H}(\eta)\,ce_n(\eta,\ q)\,d\eta\Big/\int_{-\pi}^{\pi}\{ce_n(\eta,\ q)\}^2\,d\eta$$

$$\beta_n=\int_{-\pi}^{\pi}\mathrm{H}(\eta)\,se_n(\eta,\ q)\,d\eta\Big/\int_{-\pi}^{\pi}\{se_n(\eta,\ q)\}^2\,d\eta$$

Another way of solving the lower equation of (7) is the application of the expanded form of $\mathrm{H}(\eta)$, namely,

$$\mathrm{H}(\eta)=\frac{1}{2}a_0+a_1\cos 2\eta+a_2\cos 4\eta+\cdots\cdots \qquad (11)$$

where $a_0,\ a_1,\ a_2\cdots$ are given, be means of (7), in the forms,

$$a_1=\frac{16}{h^2c^2}\left(\frac{n^2}{4}-\frac{h^2c^2}{8}\right)a_0$$

$$a_2=-\frac{16}{h^2c^2}\left(1-\frac{n^2}{4}+\frac{h^2c^2}{8}\right)a_1-a_0$$

$$\left.\begin{aligned} a_3 &= -\frac{16}{h^2c^2}\left(4-\frac{n^2}{4}+\frac{h^2c^2}{8}\right)a_2-a_1 \\ &\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\ a_{m+1} &= -\frac{16}{h^2c^2}\left(m^2-\frac{n^2}{4}+\frac{h^2c^2}{8}\right)a_m-a_{m-1} \\ &\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \end{aligned}\right\} \quad (12)$$

The important part of this investigation is to make clear the distribution of Ξ for all points of ξ. The difficulties in solving the upper equation of (7), oblige us to be contented with the solutions only at the origin and at infinity. Needless to say, the upper equations of (7) can be integrated by the same method as that characterised by the expansion in (11) ; but in this case, the series diverge. The infinity above described, however, may not be very far from the origin ; even a distance of say 2 c or 3 c from the centre of the origin may be regarded as infinity.

The upper equation of (7) for a small value of ξ can be written in the form,

$$\frac{d^2\Xi}{d\xi^2}+\left[(h^2c^2-n^2)+h^2c^2\left(\xi^2+\frac{\xi^4}{3}+\ldots.\right)\right]\Xi=0 \quad (13)$$

Putting Ξ in the expanded form,

$$\Xi=a_0+a_1\xi+a_1\xi^2+\ldots\ldots\ldots$$

and neglecting the small quantities of the second order, we obtain,

$$\Xi=e^{\pm i\sqrt{h^2c^2-n^2}\,\xi} \quad (14)$$

Thus the solution for Δ is

$$\Delta=\sum_n \gamma_n e^{i(pt-\sqrt{h^2c^2-n^2}\,\xi)}\,\mathrm{H}_n(\eta) \quad (15)$$

The velocity at **O** is given by

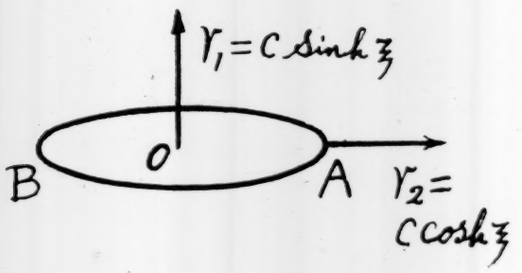
$$\frac{dr_1}{dt}=c\frac{d\sinh\xi}{dt}\doteqdot c\frac{d\xi}{dt}=\frac{1}{\sqrt{1-\frac{n^2}{h^2c^2}}}\sqrt{\frac{\lambda+2\mu}{\rho}}$$

$$=\sqrt{\frac{\lambda+2\mu}{\rho}} \qquad \text{for} \quad n=0$$

The velocity at A is given by

$$\frac{dr_2}{dt}=c\frac{d\cosh\xi}{dt}$$

$$=c\sinh\xi\frac{d\xi}{dt}\fallingdotseq 0$$



Proceeding to the solution of Ξ for distant points, the upper equation of (7) can be transformed into,

$$(j^2+\xi_1^2)\frac{d^2\Xi}{d\xi_1^2}+\xi_1\frac{d\Xi}{d\xi_1}(\xi_1^2+M^2)\Xi=0 \qquad (16)$$

in which

$$hc\sinh\xi=\xi_1 \qquad \frac{h^2c^2}{2}-n^2=a$$

$$M^2=a+\frac{j^2}{2} \qquad hc=j$$

Putting $\Xi=\frac{e^{i\xi_1}u}{\sqrt{\xi_1}}$ in (16), we get,

$$(\xi_1^2+j^2)\frac{d^2u}{d\xi_1^2}+\left[2i\sqrt{\xi_1^2+j^2}-\xi_1-\frac{2j^2}{\xi_1}\right]\frac{du}{d\xi_1}$$

$$-\left[\frac{2ij^2}{\xi_1}+\sqrt{j^2-M^2+1}-i\xi_1-\frac{2j^2}{\xi_1^2}\right]u=0 \qquad (17)$$

Substitute

$$u=1+\frac{a_1}{\xi_1}+\frac{a_2}{\xi_1^2}+\ldots.+\frac{a_n}{\xi_1^n}+\ldots.$$

in (17) ; we then find that

$$a_1=\frac{i}{2}(j^2-M^2+1)$$

$$a_2=-\frac{j^2}{2}+\frac{1}{8}(j^2-M^2+1)(2-j^2+M^2)$$

and we have the recurrence formula for a_n s as follows :—

$$i(2n+1)a_{n+1}=\left[-j^2+M^2-1+n(n+2)\right]a_n-2inj^2a_{n-1}+n(n-1)j^2a_{n-2}$$

Thus the general solution for Δ is written in the form,

$$\Delta=CH_1(\eta)\frac{1}{\sqrt{\xi_1}}\left[\cos(\xi_1-pt)\left(1+\frac{a_2}{\xi_1^2}+\frac{a_4}{\xi_1^4}+\ldots\right)\right.$$
$$\left.+\sin(\xi_1-pt)\left(\frac{a_1^1}{\xi_1}+\frac{a_3^1}{\xi_1^3}+\ldots\right)\right] \qquad (18)$$

where $a_n^1=\frac{a_n}{i}$ and $H_1(\eta)$ is the modified form of $H(\eta)$ at infinity.

When ξ_1 is sufficiently large, Δ is given by

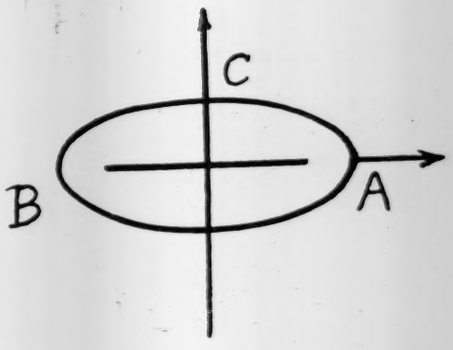
$$\Delta=CH_1(\eta)\frac{\cos\xi_1-pt)}{\sqrt{\xi_1}}$$

The velocities of propagation are given by

$$\frac{dr_1}{dt}=\frac{d(c\sinh\xi)}{dt}$$
$$=\frac{1}{h}\frac{d\xi_1}{dt}=\sqrt{\frac{\lambda+2\mu}{\rho}} \quad \text{at } C$$

$$\frac{dr_2}{dt}=\frac{\sinh\xi}{\cosh\xi}\frac{d\xi_1}{dt}=\sqrt{\frac{\lambda+2\mu}{\rho}}$$

at A



both of which are of constant magnitude and independent of the value of n.

Proportions of energy in Δ-and ω-waves can be determined uniquely from the conditions of stress at the origin as follows :—

Displacement (u_1, v_1) answering to Δ in (6) and (2) and satisfying $\omega=0$ is given by

$$\left.\begin{aligned} u_1&=-\frac{1}{h^2c\sqrt{\cosh^2\xi-\cos^2\eta}}\frac{\partial\Xi}{\partial\xi}H \\ v_1&=-\frac{1}{h^2c\sqrt{\cosh^2\xi-\cos^2\eta}}\Xi\frac{\partial H}{\partial\eta} \end{aligned}\right\} \qquad (19)$$

Displacement (u_2, v_2) derived from the value of ω in (6) and (3) with the condition $\Delta=0$ is expressed by

$$\left.\begin{aligned} u_2 &= -\frac{2}{k^2 c\sqrt{\cosh^2\xi-\cos^2\eta}}\,\Xi'\,\frac{\partial \mathrm{H}'}{\partial \eta} \\ v_2 &= -\frac{2}{k^2 c\sqrt{\cosh^2\xi-\cos^2\eta}}\,\frac{\partial \Xi'}{\partial \xi}\,\mathrm{H}' \end{aligned}\right\} \qquad (20)$$

On the surface $\xi=\xi_0$, two equations

$$\lambda\Delta+2\mu\, h_1 h_2 \frac{\partial}{\partial \xi_0}\left(\frac{u}{h_2}\right)=\text{normal stress.} \qquad (21)$$

$$\mu\, h_1 h_2\left[\frac{\partial}{\partial \xi_0}\left(\frac{u}{h_2}\right)+\frac{\partial}{\partial \eta}\left(\frac{u}{h_1}\right)\right]=\text{tangential stress.} \qquad (22)$$

in which $u=u_1+u_2$ and $v=v_1+v_2$ must hold.

Putting the values of Δ, u_1+u_2 and v_1+v_2 from (15), (19) and (20) in (21) and (22), we get the absolute magnitudes of the enegy of both kinds of waves.

II. Origin of Prolate Spheroid.

The equations of motion of elastic bodies in spheroidal coordinates are expressed by

$$\left.\begin{aligned} (\lambda+2\mu)\, h_1 \frac{\partial \Delta}{\partial \xi}-2\mu\, h_2 h_3 \frac{\partial}{\partial \eta}\left(\frac{\varpi}{h_3}\right) &= \rho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \\ (\lambda+2\mu)\, h_2 \frac{\partial \Delta}{\partial \eta}+2\mu\, h_1 h_3 \frac{\partial}{\partial \xi}\left(\frac{\varpi}{h_3}\right) &= \rho\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

where

ξ, η=curvilinear coordinates related with Cartesian coordinates (x, y, z) in the form,

$$z+i\sqrt{x^2+y^2}=c\cosh(\xi+i\eta)$$

or

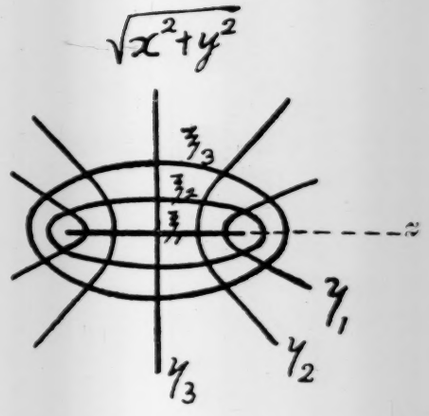
$$\frac{x^2+y^2}{c^2\sinh^2\xi}+\frac{z^2}{c^2\cosh^2\xi}=1, \quad \frac{z^2}{c^2\cos^2\eta}-\frac{x^2+y^2}{c^2\sin^2\eta}=1$$

u, v=components of displacement referred to curvilinear coordinates, ξ and η, respectively at instant, t,

$$\Delta=h_1 h_2 h_3\left[\frac{\partial}{\partial \xi}\left(\frac{u}{h_2 h_3}\right)+\frac{\partial}{\partial \eta}\left(\frac{v}{h_1 h_3}\right)\right] \qquad (2)$$

$$2\omega = h_1 h_2 \left[\frac{\partial}{\partial \xi}\left(\frac{v}{h_2}\right) - \frac{\partial}{\partial \eta}\left(\frac{u}{h_1}\right)\right] \qquad (3)$$

$$\left.\begin{aligned}
\frac{1}{h_1^2} &= \left(\frac{\partial x}{\partial \xi}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \xi}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \xi}\right)^2 \\
&= c^2(\cosh^2\xi - \cos^2\eta) \\
\frac{1}{h_2^2} &= \left(\frac{\partial x}{\partial \eta}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \eta}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \eta}\right)^2 \\
&= c^2(\cosh^2\xi - \cos^2\eta) \\
\frac{1}{h_3^2} &= \left(\frac{\partial x}{\partial \xi}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \xi}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \xi}\right)^2 \\
&= c^2 \sinh^2\xi \sin^2\eta
\end{aligned}\right\} \qquad (4)$$



From (1), (2), (3) and (4), we get,

$$\left.\begin{aligned}
\rho \frac{\partial^2 \Delta}{\partial t^2} &= \frac{\lambda + 2\mu}{c^2(\cosh^2\xi - \cos^2\eta)}\left(\frac{\partial^2 \Delta}{\partial \xi^2} + \coth\xi \frac{\partial \Delta}{\partial \xi}\right. \\
&\quad \left. + \frac{\partial^2 \Delta}{\partial \eta^2} + \cot\eta \frac{\partial \Delta}{\partial \eta}\right) \\
\rho \frac{\partial^2 \varpi}{\partial t^2} &= \frac{\mu}{c^2(\cosh^2\xi - \cos^2\eta)}\left(\frac{\partial^2 \varpi}{\partial \xi^2} + \coth\xi \frac{\partial \varpi}{\partial \xi}\right. \\
&\quad \left. - \frac{\varpi}{\sinh^2\xi} + \frac{\partial^2 \varpi}{\partial \eta^2} + \cot\eta \frac{\partial \varpi}{\partial \eta} - \frac{\varpi}{\sin^2\eta}\right)
\end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

Writing $\Delta = \Delta_1 e^{ipt}$, $\varpi = \varpi_1 e^{ipt}$, $\frac{\rho p^2}{\lambda + 2\mu} = h^2$ and $\frac{\rho p^2}{\mu} = k^2$ in (5), we obtain,

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial^2 \Delta_1}{\partial \xi_1^2} + \coth\xi \frac{\partial \Delta_1}{\partial \xi} + \frac{\partial^2 \Delta_1}{\partial \eta^2} + \cot\eta \frac{\partial \Delta_1}{\partial \eta} \\
&\qquad + h^2 c^2(\cosh^2\xi - \cos^2\eta)\Delta_1 = 0 \\
&\frac{\partial^2 \varpi_1}{\partial \xi^2} + \coth\xi \frac{\partial \varpi_1}{\partial \xi} - \frac{\varpi_1}{\sinh^2\xi} + \frac{\partial^2 \varpi_1}{\partial \eta^2} + \cot\eta \frac{\partial \varpi_1}{\partial \eta} \\
&\qquad - \frac{\varpi_1}{\sin^2\eta} + k^2 c^2(\cosh^2\xi - \cos^2\eta)\varpi_1 = 0
\end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

Putting $\Delta_1 = \Xi(\xi)\, H(\eta)$ and $\omega_1 = \Xi'(\xi)\, H'(\eta)$, the equations (6) are decomposed into,

$$\left.\begin{aligned}&\frac{d^2\Xi}{d\xi^2}+\coth\xi\frac{d\Xi}{d\xi}+(h^2c^2\cosh^2\xi-A_n)\,\Xi=0\\&\frac{d^2\mathrm{H}}{d\eta^2}+\cot\eta\frac{d\mathrm{H}}{d\eta}-(h^2c^2\cos^2\eta-A_n)\,\mathrm{H}=0\end{aligned}\right\}\qquad(7)$$

$$\left.\begin{aligned}&\frac{d^2\Xi'}{d\xi^2}+\coth\xi\frac{d\Xi'}{d\xi}+\Big(k^2c^2\cosh^2\xi-\frac{1}{\sinh^2\xi}-A'_n\Big)\,\Xi'=0\\&\frac{d^2\mathrm{H}'}{d\eta^2}+\cot\eta\frac{d\mathrm{H}'}{d\eta}-\Big(k^2c^2\cos^2\eta+\frac{1}{\sin^2\eta}-A'_n\Big)\,\mathrm{H}'=0\end{aligned}\right\}\qquad(8)$$

in which A_n and A'_n are arbitrary constants.

The author found that the solution of H was obtainable by using the integral equation of the following form with an arbitrary constant α :—

$$\mathrm{H}(\eta)=\alpha\int_{-\pi}^{\pi}e^{ihc\cos\eta\cos\theta}\sin\theta\,\mathrm{H}(\theta)\,d\theta\qquad(9)$$

which satisfies the differential equation,

$$\frac{d^2\mathrm{H}}{d\eta^2}+\cot\eta\frac{d\mathrm{H}}{d\eta}-(h^2c^2\cos^2\eta-A_n)\,\mathrm{H}=0\qquad(10)$$

The solution of H′, however, has not yet been found.

The solutions of Ξ and Ξ' are derived in the subsequent manners.

Taking the special case, $c=0$, the equations relating to H and H′ become

$$\left.\begin{aligned}&\frac{d^2\mathrm{H}}{d\eta^2}+\cot\eta\frac{d\mathrm{H}}{d\eta}+A_n\,\mathrm{H}=0\\&\frac{d^2\mathrm{H}'}{d\eta^2}+\cot\eta\frac{d\mathrm{H}'}{d\eta}+\Big[A'_n-\frac{1}{\sin^2\eta}\Big]\mathrm{H}'=0\end{aligned}\right.$$

so that, by putting $A_n=A'_n=n(n+1)$, we can write

$$\frac{d^2\Xi}{d\xi^2}+\coth\xi\frac{d\Xi}{d\xi}+\Big[h^2c^2\cosh^2\xi-n(n+1)\Big]\Xi=0\qquad\Big)$$

$$\left.\begin{aligned}\frac{d^2\Xi'}{d\xi^2}+\coth\xi\frac{d\Xi'}{d\xi}+\Big[h^2c^2\cosh^2\xi-n(n+1)\\ -\frac{1}{\sinh^2\xi}\Big]\Xi'=0\end{aligned}\right\} \quad (11)$$

The motion at the origin is obtained by solving the equations

$$\left.\begin{aligned}\frac{d^2\Xi}{d\xi^2}+\frac{1}{\xi}\frac{d\Xi}{d\xi}+\Big[h^2c^2-n(n+1)\Big]\Xi=0\\ \frac{d^2\Xi'}{d\xi^2}+\frac{1}{\xi}\frac{d^2\Xi'}{d\xi}+\Big[h^2c^2-n(n+1)-\frac{1}{\xi^2}\Big]\Xi'=0\end{aligned}\right\} \quad (12)$$

the integrals of which are

$$\left.\begin{aligned}\Xi=AJ_0\Big(hc\sqrt{1-\frac{n(n+1)}{h^2c^2}}\,\xi\Big)\\ +A'Y_0\Big(hc\sqrt{1-\frac{n(n+1)}{h^2c^2}}\,\xi\Big)\\ \Xi'=BJ_1\Big(kc\sqrt{1-\frac{n(n+1)}{h^2c^2}}\,\xi\Big)\\ +B'Y_1\Big(kc\sqrt{1-\frac{n(n+1)}{h^2c^2}}\,\xi\Big).\end{aligned}\right\} \quad (13)$$

The general expressions for Δ and ϖ are

$$\left.\begin{aligned}\Delta=A\Big\{J_0\Big(hc\sqrt{1-\frac{n(n+1)}{h^2c^2}}\,\xi\Big)\sin pt\\ -Y_0\Big(hc\sqrt{1-\frac{n(n+1)}{h^2c^2}}\,\xi\Big)\cos pt\Big\}\mathrm{H}(\eta)\\ \varpi=B\Big\{J_1\Big(kc\sqrt{1-\frac{n(n+1)}{h^2c^2}}\,\xi\Big)\sin pt\\ -Y_1\Big(kc\sqrt{1-\frac{n(n+1)}{k^2c^2}}\,\xi\Big)\cos pt\Big\}\mathrm{H}'(\eta).\end{aligned}\right\} \quad (14)$$

The velocities at the middle and the end of a line-origin are

$$\left.\begin{aligned} \frac{dr_1}{dt} &\fallingdotseq \sqrt{\frac{\lambda+2\mu}{\rho}} \Big/ \sqrt{1-\frac{n(n+1)}{h^2c^2}} \\ \frac{dr_2}{dt} &\fallingdotseq 0 \end{aligned}\right\} \text{ for } \Delta\text{-waves}$$

Going to the state of Ξ at infinity, the upper equation of (7) can be transformed into

$$(j^2+\xi_1^2)\frac{d^2\Xi}{d\xi_1^2}+\frac{2\xi_1^2+j^2}{\xi_1}\frac{d\Xi}{d\xi_1}+(\xi_1^2+M^2)\Xi=0 \qquad (15)$$

in which

$$hc\sinh\xi=\xi_1 \qquad \frac{h^2c^2}{2}-n(n+1)=a$$

$$hc=j \qquad M^2=a+\frac{j^2}{2}$$

Putting $\Xi=\frac{e^{i\xi_1}}{\xi_1}u$ in (15), we get,

$$(\xi_1^2+j^2)\frac{d^2u}{d\xi_1^2}+\left[2i(\xi_1^2+j^2)-\frac{j^2}{\xi_1}\right]\frac{du}{d\xi_1}$$
$$+\left[-\frac{ij^2}{\xi_1}-j^2+M^2+\frac{j^2}{\xi_1^2}\right]u=0 \qquad (16)$$

Substitute

$$u=1+\frac{a_1}{\xi_1}+\frac{a_2}{\xi_1^2}+\ldots.+\frac{a_n}{\xi_1^n}+\ldots.$$

in (16); we then find that

$$a_1=\frac{i}{2}(j^2-M^2)$$

$$a_2=-\frac{i}{4}+\frac{1}{8}(j^2-M^2)(2+M^2-j^2)$$

and we have the recurrence formula for a_n s as follows :—

$$2i(n+1)a_{n+1}=[-j^2+M^2+n(n+1)]a_n$$
$$-(2n-1)ij^2a_{n-1}+(n-1)^2j^2a_{n-2}$$

Thus the general solution for Δ is written by

$$\Delta = C H_1(\eta) \frac{1}{\xi_1}\left[\cos(\xi_1 - pt)\left(1+\frac{a_2}{\xi_1^2}+\frac{a_4}{\xi_1^4}+..\right)\right.$$
$$\left.+\sin(\xi_1 - pt)\left(\frac{a_1'}{\xi_1}+\frac{a_3'}{\xi_1^3}+....\right)\right] \qquad (17)$$

wher $a_n' = \frac{a_n}{i}$ and $\mathbf{H}_1(\eta)$ is the modified form of $\mathbf{H}(\eta)$ at infinity.

In this case too the velocity of propagation at infinity becomes constant, namely $\sqrt{\frac{\lambda+2\mu}{\rho}}$, in spite of various velocities at the origin.

The asymptotic expansion for Ξ' is obtained by the same process. Re-writing the upper equation of (8),

$$\frac{d^2\Xi'}{d\xi^2}+\coth\xi\frac{d\Xi'}{d\xi}+\left\{\left(\frac{k^2c^2}{2}-n(n+1)\right)\right.$$
$$\left.-\frac{h^2c^2}{2}\cosh 2\xi-\frac{1}{\sinh^2\xi}\right\}\Xi'=0 \qquad (18)$$

and, by like manner as in Ξ, we have,

$$(\xi_1^2+j^2)\frac{d^2u}{d\xi_1^2}+\left[2i(\xi_1^2+j^2)-\frac{j^2}{\xi_1}\right]\frac{du}{d\xi_1}+\left[-\frac{ij^2}{\xi_1}-j^2+M^2\right]u=0$$

$$kc\sinh\xi=\xi_1 \qquad \frac{k^2c^2}{2}-n(n+1)=a$$

$$kc=j \qquad M^2=a+\frac{j^2}{2}$$

$$a_1=\frac{i}{2}(j^2-M^2)$$

$$a_2=-\frac{j^2}{4}+\frac{1}{8}(j^2-M^2)(2-j^2+M^2)$$

and

$$2i(n+1)a_{n+1}=[-j^2+M^2+n(n+1)]a_n$$
$$-(2n-1)ij^2a_{n-1}+n(n-2)j^2a_{n-2}$$

The general solution for ϖ is written in the form,

$$\varpi = DH_1'(\eta)\frac{1}{\xi_1}\left[\cos(\xi_1-pt)\left(1+\frac{a_2}{\xi_1^2}+\frac{a_4}{\xi_1^4}+..\right)\right.$$
$$\left.+\sin(\xi_1-pt)\left(\frac{a_1'}{\xi_1}+\frac{a_3'}{\xi_1^3}+...\right)\right] \qquad (19)$$

where $a_n' = \frac{a_n}{i}$ and $\mathrm{H}_1'(\eta)$ is the modified form of $\mathrm{H}'(\eta)$ at infinity.

The velocity of propagation at a great distance is constant being $\sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$.

Proportions of energy in Δ- and ϖ-waves can be determined uniquely from the conditions of stress at the origin as follows :—

Displacement (u_1, v_1) answering to Δ in (2) and (6) and satisfying $\varpi = 0$ is given by

$$\left.\begin{aligned} u_1 &= -\frac{1}{h^2 c\sqrt{\cosh^2\xi - \cos^2\eta}} \frac{\partial \Xi}{\partial \xi} \mathrm{H} \\ v_1 &= -\frac{1}{h^2 c\sqrt{\cosh^2\xi - \cos^2\eta}} \Xi \frac{\partial \mathrm{H}}{\partial \eta} \end{aligned}\right\} \qquad (20)$$

Displacement (u_2, v_2) derived from the value of ϖ in (3) and (6) with the condition $\Delta = 0$ is expressed by

$$\left.\begin{aligned} u_2 &= \frac{2}{k^2 c \sin\eta\sqrt{\cosh^2\xi - \cos^2\eta}} \Xi' \frac{\partial(\mathrm{H}' \sin\eta)}{\partial \eta} \\ v_2 &= -\frac{2}{k^2 c \sinh\xi\sqrt{\cosh^2\xi - \cos^2\eta}} \frac{\partial(\Xi' \sinh\xi)}{\partial \xi} \mathrm{H}' \end{aligned}\right\} \qquad (21)$$

On the surface $\xi = \xi_0$, two equations

$$\lambda\Delta + 2\mu h_1 h_2 h_3 \frac{\partial}{\partial \xi_0}\left(\frac{u}{h_2 h_3}\right) = \text{normal stress} \qquad (22)$$

$$\mu h_1 h_2 \left[\frac{\partial}{\partial \xi_0}\left(\frac{v}{h^2}\right) + \frac{\partial}{\partial \eta}\left(\frac{u}{h_1}\right)\right] = \text{tangential stress} \qquad (23)$$

in which $u = u_1 + u_2$ and $v = v_1 + v_2$ must hold.

Putting the values of Δ, $u_1 + u_2$ and $v_1 + v_2$ from (14), (20) and (21) in (22) and (23), we obtain the ratio of the energy in dilatational and distorsional waves, together with the absolute magnitudes of these waves.

III. Origin of Oblate Spheroid.

The equations of motion of elastic bodies in spheroidal coordinates are, as before, expressed by

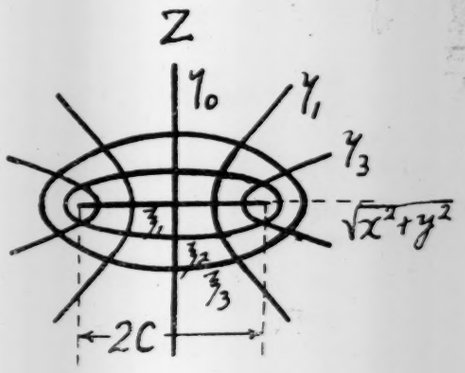
$$\left.\begin{aligned}(\lambda+2\mu)\,h_1\frac{\partial\Delta}{\partial\xi}-2\mu\,h_2h_3\frac{\partial}{\partial\eta}\left(\frac{\varpi}{h_3}\right)&=\rho\frac{\partial^2u}{dt^2}\\(\lambda+2\mu)\,h_2\frac{\partial\Delta}{\partial\eta}+2\mu\,h_1h_3\frac{\partial}{\partial\xi}\left(\frac{\varpi}{h_3}\right)&=\rho\frac{\partial^2v}{dt^2}\end{aligned}\right\}\quad(1)$$

ξ, η=curvilinear coordinates related with Cartesian coordinates in the form,

$$z+i\sqrt{x^2+y^2}=c\sinh(\xi+i\eta)$$

or

$$\left.\begin{aligned}\frac{z^2}{c^2\sinh^2\xi}+\frac{x^2+y^2}{c^2\cosh^2\xi}&=1\\\frac{x^2+y^2}{c^2\sin^2\eta}+\frac{z^2}{c^2\cos^2\eta}&=1\end{aligned}\right\}$$



$$\left.\begin{aligned}\frac{1}{h_1^2}=\frac{1}{h_2^2}&=c^2(\cosh^2\xi-\sin^2\eta)\\\frac{1}{h_3^2}&=c^2\cosh^2\xi\,\sin^2\eta\end{aligned}\right\}\quad(2)$$

From (1), (2) and expressions of Δ and ϖ in terms of u, and v, we get,

$$\left.\begin{aligned}\rho\frac{\partial^2\Delta}{\partial t^2}&=\frac{\lambda+2\mu}{c^2(\cosh^2\xi-\sin^2\eta)}\left(\frac{\partial^2\Delta}{\partial\xi^2}+\tanh\xi\frac{\partial\Delta}{\partial\xi}\right.\\&\quad\left.+\frac{\partial^2\Delta}{\partial\eta^2}+\cot\eta\frac{\partial\Delta}{\partial\eta}\right)\\\rho\frac{\partial^2\varpi}{\partial t^2}&=\frac{\mu}{c^2(\cosh^2\xi-\sin^2\eta)}\left(\frac{\partial^2\varpi}{\partial\xi^2}+\tanh\xi\frac{\partial\varpi}{\partial\xi}\right.\\&\quad\left.+\frac{\varpi}{\cosh^2\xi}+\frac{\partial^2\varpi}{\partial\eta^2}+\cot\eta\frac{\partial\varpi}{\partial\eta}-\frac{\varpi}{\sin^2\eta}\right)\end{aligned}\right\}\quad(3)$$

Writing $\Delta=\Delta_1e^{ipt}$, $\varpi=\varpi_1e^{ipt}$, $\frac{\rho p^2}{\lambda+2\mu}=h^2$ and $\frac{\rho p^2}{\mu}=k^2$ in (3), we obtain,

$$\left.\begin{aligned}&\frac{\partial^2\Delta_1}{\partial\xi^2}+\tanh\xi\frac{\partial\Delta_1}{\partial\xi}+\frac{\partial^2\Delta_1}{\partial\eta^2}+\cot\eta\frac{\partial\Delta_1}{\partial\eta}\\&\qquad+h^2c^2(\cosh^2\xi-\sin^2\eta)\,\Delta_1=0\end{aligned}\right\}$$

$$\left.\begin{aligned}&\frac{\partial^2\varpi_1}{\partial\xi^2}+\tanh\xi\,\frac{\partial\varpi_1}{\partial\xi}+\frac{\varpi_1}{\cosh^2\xi}+\frac{\partial^2\varpi_1}{\partial\eta^2}+\cot\eta\,\frac{\partial\varpi_1}{\partial\eta}\\&\quad-\frac{\varpi_1}{\sin^2\eta}+k^2c^2(\cosh^2\xi-\sin^2\eta)\,\varpi_1=0\end{aligned}\right\}\qquad(4)$$

Putting $\Delta_1=\Xi(\xi)\,\mathrm{H}(\eta)$ and $\omega_1=\Xi'(\xi)\,\mathrm{H}'(\eta)$, the above equations are decomposed into

$$\left.\begin{aligned}&\frac{d^2\Xi}{d\xi^2}+\tanh\xi\,\frac{d\Xi}{d\xi}+(h^2c^2\cosh^2\xi-A_n)\,\Xi=0\\&\frac{d^2\mathrm{H}}{d\eta^2}+\cot\eta\,\frac{d\mathrm{H}}{d\eta}+(k^2c^2\sin^2\eta-A_n)\,\mathrm{H}=0\end{aligned}\right\}\qquad(5)$$

$$\left.\begin{aligned}&\frac{d^2\Xi'}{d\xi^2}+\tanh\xi\,\frac{d\Xi'}{d\xi}+\left(k^2c^2\cosh^2\xi+\frac{1}{\cosh^2\xi}-A'_n\right)\Xi'=0\\&\frac{d^2\mathrm{H}'}{d\eta^2}+\cot\eta\,\frac{d\mathrm{H}'}{d\eta}-\left(k^2c^2\sin^2\eta+\frac{1}{\sin^2\eta}-A'_n\right)\mathrm{H}'=0\end{aligned}\right\}\qquad(6)$$

in which A_n and A'_n are arbitrary constants.

H and H′ can be treated of in the same manner as described in the previous chapter for the integral equation (9); we shall here leave them out for simplicity's sake.

The solutions of Ξ and Ξ' are obtained also by similar processes as that given in II.

Thus the motion at the origin is given by

$$\left.\begin{aligned}&\Delta=\alpha\begin{matrix}\sin\\\cos\end{matrix}\left(pt-hc\sqrt{1-\frac{n(n+1)}{h^2c^2}}\,\xi\right)\mathrm{H}(\eta)\\&\omega=\beta\begin{matrix}\cos\\\sin\end{matrix}\left(pt-kc\sqrt{1-\frac{n(n+1)-1}{k^2c^2}}\,\xi\right)\mathrm{H}'(\eta)\end{aligned}\right\}\qquad(7)$$

The velocities at the centre and the rim of a plate-origin are

$$\left.\begin{aligned} &\frac{dr_1}{dt}\sqrt{\frac{\lambda+2\mu}{\rho}}\Big/\sqrt{1-\frac{n(n+1)}{h^2c^2}} \\ &\frac{dr_2}{dt}=0 \end{aligned}\right\} \text{ for } \Delta\text{-waves}$$

$$\left.\begin{aligned} &\frac{dr_1}{dt}=\sqrt{\frac{\mu}{\rho}}\Big/\sqrt{1-\frac{n(n+1)-1}{h^2c^2}} \\ &\frac{dr_2}{dt}=0 \end{aligned}\right\} \text{ for } \varpi\text{-waves}$$

Going to the state of Ξ at infinity, the upper equation of (6) can be transformed into

$$(\xi_1^2-j^2)\frac{d^2\Xi}{d\xi_1^2}+\left(2\xi_1-\frac{j^2}{\xi_1}\right)\frac{d\Xi}{d\xi_1}+\left(a+\xi_1^2-\frac{j^2}{2}\right)\Xi=0 \qquad (8)$$

where

$$hc\cosh\xi=\xi_1 \qquad \frac{h^2c^2}{2}-n(n+1)=a$$

$$hc=j \qquad M'^2=a-\frac{j^2}{2}$$

Putting $\Xi=\frac{e^{i\xi_1}}{\xi_1}u$ in (8), we get,

$$(\xi_1^2-j^2)\frac{d^2u}{d\xi_1^2}+\left[2i(\xi_1^2-j^2)+\frac{j^2}{\xi_1}\right]\frac{du}{d\xi_1}$$
$$+\left[\frac{ij^2}{\xi_1}+j^2+M'^2-\frac{j^2}{\xi_1^2}\right]u=0 \qquad (9)$$

Substitute

$$u=1+\frac{a_1}{\xi_1}+\frac{a_2}{\xi_1^2}+..+\frac{a_n}{\xi_1^n}+....$$

in (9); we then find that

$$a_1=-\frac{i}{2}(j^2+M'^2)$$

$$a_2=\frac{j^2}{4}-\frac{1}{8}(j^2+M'^2+2)(j^2+M'^2)$$

and for the recurrence formula for a_n s, we have

$$2i\,(n+1)\,a_{n+1}=[j^2+M'^2+n\,(n+1)]\,a_n+(2n-1)\,ij^2\,a_{n-1}-(n-1)^2 j^2\,a_{n-2}$$

The general expression for Δ is given by

$$\Delta=c\,\mathrm{H}_1(\eta)\,\frac{1}{\xi_1}\left[\cos(\xi_1-pt)\left(1+\frac{a_2}{\xi_1^{\,2}}+\frac{a_4}{\xi_1^{\,4}}+\dots\right)\right.$$

$$\left.+\sin(\xi_1-pt)\left(\frac{a_1'}{\xi_1}+\frac{a_3'}{\xi_1^{\,3}}+\dots\right)\right] \qquad (10)$$

where $a_n'=\dfrac{a_n}{i}$ and $\mathrm{H}_1(\eta)$ is the modified from of $\mathrm{H}(\eta)$ at infinity.

The velocitv at infinity is constant, namely $\sqrt{\dfrac{\lambda+2\mu}{\rho}}$, in spite of the variable velocities at the origin.

The asymptotic expansion for Ξ' is obtained similarly. In the equation

$$\frac{d^2\Xi'}{d\eta^2}+\tanh\xi\,\frac{d\Xi'}{d\xi}+\left\{\left(\frac{k^2c^2}{2}-n\,(n+1)\right)+\frac{h^2c^2}{2}\cosh 2\xi\right.$$

$$\left.+\frac{1}{\cosh^2\xi}\right\}\Xi'=0 \qquad (11)$$

where

$$kc\cosh\xi=\xi_1 \qquad \frac{k^2c^2}{2}-n\,(n+1)=a$$

$$kc=j \qquad M'^2=a-\frac{j^2}{2}$$

Operate as in (9); we then find that

$$(\xi_1^{\,2}-j^2)\,\frac{d^2u}{d\xi_1^{\,2}}+\left[2i\,(\xi_1^{\,2}-j^2)+\frac{j^2}{\xi_1}\right]\frac{du}{d\xi_1}$$

$$+\left[\frac{ij^2}{\xi_1}+j^2+M'^2\right]u=0 \qquad (12)$$

$$u=1+\frac{a_1}{\xi_1}+\frac{a_2}{\xi_1^{\,2}}+\dots$$

$$a_1=-\frac{i}{2}\,(j^2+M'^2)$$

$$a_2=\frac{j^2}{4}-\frac{1}{8}(j^2+M'^2)(2+j^2+M'^2)$$

and for the recurrence formula for a_n s, we have

$$2i(n+1)a_{n+1}=[j^2+M'^2+n(n+1)]a_n+(2n-1)ij^2a_{n-1}-n(n-2)j^2a_{n-2}$$

The general expression for ϖ is given by

$$\varpi=DH'_1(\eta)\frac{1}{\xi_1}\left[\cos(\xi_1-pt)\left(1+\frac{a_2}{\xi_1^2}+\frac{a_4}{\xi_1^4}+\ldots.\right)\right.$$
$$\left.+\sin(\xi_1-pt)\left(\frac{a_1'}{\xi_1}+\frac{a_3'}{\xi_1^3}+\ldots.\right)\right]$$

The velocity at infinity is constant, namely $\sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$, in spite of variable velocities near the origin.

Proportions of energy in Δ- and ϖ-waves can be determined uniquely from the conditions of stress at the origin as follows :—

Displacement (u_1, v_1) answering to Δ in (4) and (2) of II and satisfying $\varpi=0$ is given by

$$\left.\begin{aligned}u_1&=-\frac{1}{h^2c^2\sqrt{\cosh^2\xi-\sin^2\eta}}\frac{\partial\Xi}{\partial\xi}H\\ v_1&=-\frac{1}{h^2c^2\sqrt{\cosh^2\xi-\sin^2\eta}}\Xi\frac{\partial H}{\partial\eta}\end{aligned}\right\}\quad(13)$$

Displacement (u_2, v_2) derived from the value of ϖ in (4) and (3) of II with the condition $\Delta=0$ is expressed by

$$\left.\begin{aligned}u_2&=-\frac{2}{k^2c^2\sin\eta\sqrt{\cosh^2\xi-\sin^2\eta}}\Xi'\frac{\partial(H'\sin\eta)}{\partial\eta}\\ v_2&=-\frac{2}{k^2c^2\cosh\xi\sqrt{\cosh^2\xi-\sin^2\eta}}\frac{\partial(\Xi'\cosh\xi)}{\partial\xi}H'\end{aligned}\right\}\quad(14)$$

On the surface $\xi=\xi_0$, two equations

$$\lambda\Delta+2\mu h_1h_2h_3\frac{\partial}{\partial\xi_0}\left(\frac{u}{h_2h_3}\right)=\text{normal stress.}\qquad(15)$$

$$\mu h_1h_2\left[\frac{\partial}{\partial\xi_0}\left(\frac{v}{h_1}\right)+\frac{\partial}{\partial\eta}\left(\frac{u}{h_1}\right)\right]=\text{tangential stress.}\qquad(16)$$

in which $u=u_1+u_2$ and $v=v_1+v_2$ must hold.

Putting the values of Δ, u_1+u_2 and v_1+v_2 from (7), (13) and (14) in (15) and (16), we obtain the ratio of the energy in dilatational and distorsional waves, together with the absolute magnitudes of these waves.

Concluding Remarks.

The proceeding results obtained by mathematical investigations shows an important fact, that the fronts of waves generated from an elliptical or spheroidal origin tend to become circular or spherical in progressing towards infinity, in spite of its polar unsymmetry in the neighbourhood of the origin. It also worths noticing that the velocity of propagation at infinity is uniform, notwithstanding of its various velocities at the origin. The fact that the energy of waves is transmitted along the systems of hyperbolas or hyperboloids of revolution, and thereby the amplitudes of wave fronts are modified, may be remarkable. Not less important is the fact that the decay of amplitudes progressing towards distant points is of the same nature as that of waves started from a single point.

In conclusion the author wishes to express his indebtness to Professor Nagaoka and Professor Suyehiro for valuable advices and suggestions.

December, 1926.

十 勝 岳 の 爆 發

所員 多 田 文 男
所員 津 屋 弘 達

The Eruption of the Tokachidake Volcano, Hokkaidô, on May 24th, 1926

By

Fumio TADA and Hiromichi TSUYA

The Earthquake Research Institute

On May 24th, 1926, an eruption took place in the Tokachidake Volcano in Central Hokkaido, and the village of Kami-Furano, 24 km west of the volcano, was seriously devastated by a mud flow resulted from the eruption. The authors visited the mountain at the end of May, a week after the outbreak, and spent ten days there for studying the results of the eruption.

The Tokachidake Volcano, situated at the center of the Tokachi volcanic chain, is topographically a triple "conide," composed of a small central cone, double somma and several parasitic cones. The volcano consists mainly of basic andesites. The latest lava, which gushed out from a parasitic cone at the northern end of the inner somma, is thought to have flowed probably in a historic time. The central cone is a cinder cone and its height is 1765 m above the sea level.

The crater of the central cone had been in a state of slight activity for about 70 years previous to the recent eruption. Since 1854, violent puffings of smoke have occasionally been reported, but there is no historic record of violent eruption. During the three years 1923-6, the activity gradually increased, the amount of steam and other gases emitted grew greater, and slight puffings repeatedly occurred. Especially during the twenty days immediately preceding the recent eruption, the rumbling and smoke emissions continued to increase in violence, sometimes accompanied by indistinct earthquakes.

In the morning of May 24th, 1926, it rained on the mountain and a southerly wind prevailed. At 0 h. 11 m. p.m. of the same day, when the rain was over, the first explosion occurred on the western slope of the volcano, at the spot 800 m northwest of the center of the central cone. The explosion was not so great as to cause the appearance of any remarkable phenomena, although a seismic

shock was registered by the seismometer at the Asahikawa Meteorological Station.

At 4 h. 18 m. p.m. of the same day, the second explosion occurred at the top of the central cone. No unusual phenomena of meteorological or volcanological nature could be seen because the mountains were then thickly wrapped in a rainy cloud, but rumbling noises like the sound of distant thunder were heard by the inhabitants of the bath house at the Fukiage hot spring, 3 km west of the active crater. The seismometer at Asahikawa Meteorological station was feebly agitated.

The greater half of the northwest side of the cone, estimated at 2,000,000 cb. m in volume, collapsed and a great explosion-crater was formed. Ashes, fragments of rock and bombs were in turn ejected from the crater and fumes of aquaeous vapour, sulphur dioxide, hydrogen sulphide, sulphur, etc., were emitted. It is a remarkable fact that the ejection of the bombs was restricted to the last phase of the eruption.

An immense amount of rock fragments, accompanied by steam, gases and possibly hot water, thrown out from the crater, caused a hot volcanic avalanche on the western slope of the mountain and suddenly melted the snow which had accumulated there. The primary result of this operation was the formation of mud flows.

The mud flows thus formed poured down the mountain, dislocating the surface soil, and flowed into the valleys of the Bieigawa and Furanogawa. About 25 minutes after the eruption, the mud flows had arrived at the town of Kami-Furano at a distance of 24 km from the crater. Trees, with which the mountation was thickly overgrown, were swept down by the mud flows, fertile meadows and farms were washed away and 140 persons were drowned.

Since the eruption of May 24th, the activity of the volcano has gradually diminished, though several smaller explosions were reported during the several months following.

On the whole, the notable characteristics of the recent eruption of the Tokachidake Volcano were the hot volcanic avalanche that gave rise to the terrible mud flows and the ejection of juvenile lava-fragments. The eruption resembles in type that of Lassen Peak in 1914-1915. It was probably due largely to the upheaval of lava column at the bottom of the central cone, but the vaporization of the ground water which came from the melting snow in all probability greatly accelerated the activity.

緒　言

大正十五年五月二十四日、北海道十勝岳火山に起れる爆發に關し、筆者等は地震研究所の命により五月三十日より該地に出張し十日間に亘つて其爆發の狀況と泥流の被害との調査を行つた。爰にその調査の概要を報告する。第一章地形の項

は主として多田が記載し第二章以下は主として津屋が執筆した。

本報文作成に當り終始懇篤なる示教を與へられたる山崎、坪井兩理學博士竝びに本調査に當り便宜を與へられたる田中館秀三、渡瀨正三郎、佐藤戈止の三理學士、上富良野村官民諸氏に深謝の意を表する。

第一章 十勝岳火山の地形

地形の概觀

北海道旭川地溝帶の一驛美瑛或は上富良野より東方を望めば一帶の丘陵地の上に北北東より南南西に向つて略一直線上に走れるオプタテシケ岳、十勝岳火山、上ホロカメトク山、富良野岳等十數座の火山が連亘して居るのが見られる。その多くは conide の形態をとり、それが互に癒合して一連の山脈的地貌をなし、各自の裾野も亦合して一面の山麓面をなして居る。これ等の火山錐にはその西北斜面、頂上近くに爆發火口を開くものが多く、爲に中腹以上は急斜面をなして居る。此火山列が十勝、石狩の國境に跨る十勝岳火山縱列であつて、田中館理學士(1)の所謂十勝火山脈の南部に當り、東北は鹿越峠を堺としてトムラウシ岳附近の aspite 狀火山に連續し、西南は空知川の横谷に終つて居る。

十勝岳火山は此火山縱列の中央部に位し單一の conide にあらずして、逐次に形成せられた六個の火山錐が互に重なり合つて作つた一個の複合的火山である。即ち最東部には第一次火山錐が存し、之は十勝岳火山の主要體をなせる conide であつて、その西北斜面が爆發によつて破壞せられし爲に現在の山頂部は東南部のみ殘り、上ホロカメトク山より美瑛岳に至る迄南北に長き峯線をなして居る。此火山錐の西北側爆發火口中には此火山錐を側火山的に藏うて第二次火山錐が存する。第二次火山錐の西北斜面にも爆發によつて形成せられた馬蹄形の火口がありその中に中央火口丘が存する。即ち中央火口丘より見れば十勝岳火山は三重火山にて、第一次火山錐はその外側外輪山に當り、第二次火山錐はその內側外輪山に相當して居る。更に第一次火山錐の峯線の上には一個の tholoide がのり十勝岳火山の最高峯をなし、第二次火山錐の弧狀をなして殘れる峯線の上には南端には更に前十勝岳と稱する conide があり、北端には摺鉢火口丘と稱する扁平に近き conide が存して居る。今回の爆發の起れるは中央火口丘の西斜面にて此處に馬蹄形の爆發火口が開かれたのである。

(1) 田中館秀三　大雪山調査概報　地學雜誌第三十七集大正十四年五〇五頁

本章に於ては十勝岳火山の地形をその成立の順序に從つて先づ基底より記載することとする。筆者の踏査せる範圍は此火山の西斜面のみに限られ構造を遺憾なく調査するを得なかつたが、その範圍に於て得たる資料と山頂に於て行へる地形觀察とによつてその爆發前の狀態を推定する事は敢て困難でなかつたのである。

火山の基底

十勝岳火山の基底を作る岩石は古生層と流紋岩とである。古生層は火山の東部十勝川上流地方に露はれて蝦夷山脈の一部をなし、900—1300 m の峯線を保ち、その山頂には準平原面の痕跡を止めて居る。流紋岩は夕張山脈と蝦夷山脈との間の低地を埋めて流出せるものにて、十勝岳の西麓に於ては海拔 300m—400m の丘陵性の地貌をなして居る。此流紋岩台地は中富良野岳の西麓に於ては極めて平坦であり、これを刻める谷の密度も小であるが、十勝岳火山の直麓に於ては西北に向つて平均傾斜 2° の緩斜面をなし、consequent に發達せる數多の谷によつて開析せられて居る。これ等の谷と谷との間には尙本來の平坦面が其のまゝ殘つてゐてその幅は谷の兩斜面間の幅より大であり、台地が侵蝕輪廻の幼年期にある事を示して居る。從來此平坦面は海蝕面なりと說かれて來たが、その表面の形態や海蝕崖の存せざる事、周圍の山地即ち蝦夷山脈と夕張山脈との上に殘されたる準平原面との關係竝に美瑛附近及大雪火山の山麓に於て得たる資料等より推して筆者は少くも十勝岳火山の直麓に於ては之を流紋岩の流走面或は準平原面なりと考へる。その何れにするも此台地面は其面が平坦となりたる後に更に北北東—南南西の方向に走れる斷層の作用を受けて或は地壘となり或は傾斜地塊となつた。今回の活動に於て泥流によつて甚しく損害を被りたる富良野盆地の如きも此方向の斷層によつて造られたる地溝に外ならぬのである。即ち盆地の東側は中富良野より山部を經て更に山部川に沿うて南に至るまで、流紋岩の台地を切つて走れる斷層崖によつて限られて居り、盆地の西側は南部に於ては芦別岳山麓の二段の階段斷層崖によつて境せられ、北部に於ては那英山麓の五條の斷層崖によつて限られて居る。十勝岳火山の直麓に於ても流紋岩台地が此方向の斷層によつて切られ、台地に consequent に發達せる河流はこれに沿へる斷層谷によつて截頭せられて居る。新井農場より井牧山、大正山の東南麓に至る斷層線と常盤山、三笠山の東南麓を走る斷層線との如きは其適例として著しいものである。之によつて此の斷層作用は台地面に consequent の川が刻まれたる後に行はれたる事が明かとなつた。

これ等の斷層の走向と十勝岳火山縱列を作れる各火山錐の排列せる方向とが一致せることは此方向に走れる地殻の裂罅があつてこれに沿うて火山岩漿の上昇せしものなることを示すものであらう。

十勝岳火山の西斜面に源を發し、此台地を横ぎつて流るゝ河川の底には厚き火山砂礫が堆積して居る。即ち美瑛川に於ては畠山溫泉よりオヤウンナイに至る間谷の中央部が高く、川は其兩側を分流してあたかも新熔岩流が谷に流出せるが如き地形を呈するが、これは基底をなせる集塊岩の上に火山岩屑の厚く堆積せる爲である。又富良野川の谷にも至る所 5—6 m の厚さを有する火山礫、火山灰の累層が認められ、殊に山加の北の大彎曲部に於てはその中に流木を挾んで居るものも認められる。富良野盆地の地下にも多量の流木の埋沒せられ居る事が知られて居る。これ等の事實は十勝岳火山の爆發が常に火山の西斜面にのみ多く繰返されし事と其の爆發の形式が今回の爆發と同じく之に伴つて屢〻火山性の泥流を流したことを示すものである。

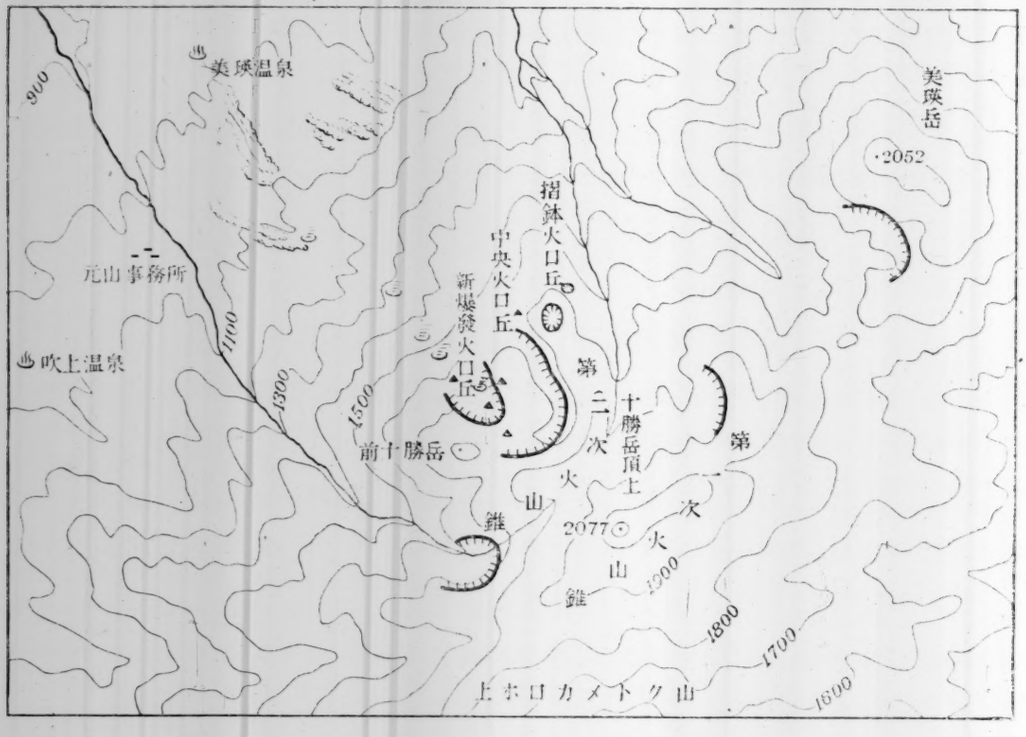
十勝岳火山の成立

流紋岩台地を切斷せる斷層作用が行はれたる後に此地方に於て火山活動が起り流紋岩を被うて基性安山岩と集塊岩とが噴出して火山特有の地形を形成するに至つた。十勝岳火山縱列を作る各火山錐は略時期を同じうして形成せられたものと信ぜられる。十勝岳火山に於ては先づ第一次火山錐が形成せられた。此火山錐の東南には蝦夷山脈があり、東北と、西南には夫夫美瑛岳、上ホロカメトク山などが聳ゆるが故に、熔岩流は自から西北側に最も遠く流れ、火口より 7 km 海拔 600 m の地點まで達し、又火山拋出物の堆積より成れる裾野も此方面に最もよく發達して居る。此火山錐もその成生せられた當時は海拔 2000 m を超え完全なる conide の形態をとつたものであり、今も尙其の東斜面には原形がよく保存せられて居る、しかし其後破壞時代に入つて西北斜面に爆發が繰返され爆發火口が形成せられし爲、山頂部竝に西北斜面の形は著しく破壞せられ、火口壁の東部が上ホロカメトク山より美瑛岳に至る迄南北に長く西方に開いて連なる弧狀の峯線となつて殘つて居る。この峯線の西南端には十勝岳火山と上ホロカメトク山との西斜面を破壞せる爆發火口の存する事が納富理學士、(1) 小泉氏(2)によつて認められ、東北端、山頂より 200 m 下りし所にはその峯線の西斜面を破つて南北に長く西方に開ける半 caldera 狀の爆發火口が認められる。

此第一次火山錐の峯線即ち爆發火口壁の上には直徑 300 m の圓形の基底と 80 m の高さとを有する tholoide が噴出して十勝岳火山の最高峯をなして居り、その西北斜面は之も亦爆發によつて缺かれて急斜面をなして居る。この小丘を作る物質は層理の明ならざる塊狀熔岩であり、周壁に露出して突兀たる地貌をなして居る。此熔岩は次章に述べる如く此火山に於ける唯一の酸性熔岩であり、粘性に富める故に tholoide を作つたものである。

第一圖　十勝岳火山地形略圖（縮尺五萬分一）

Fig. 1. General topography of the Tokachidake Volcano.



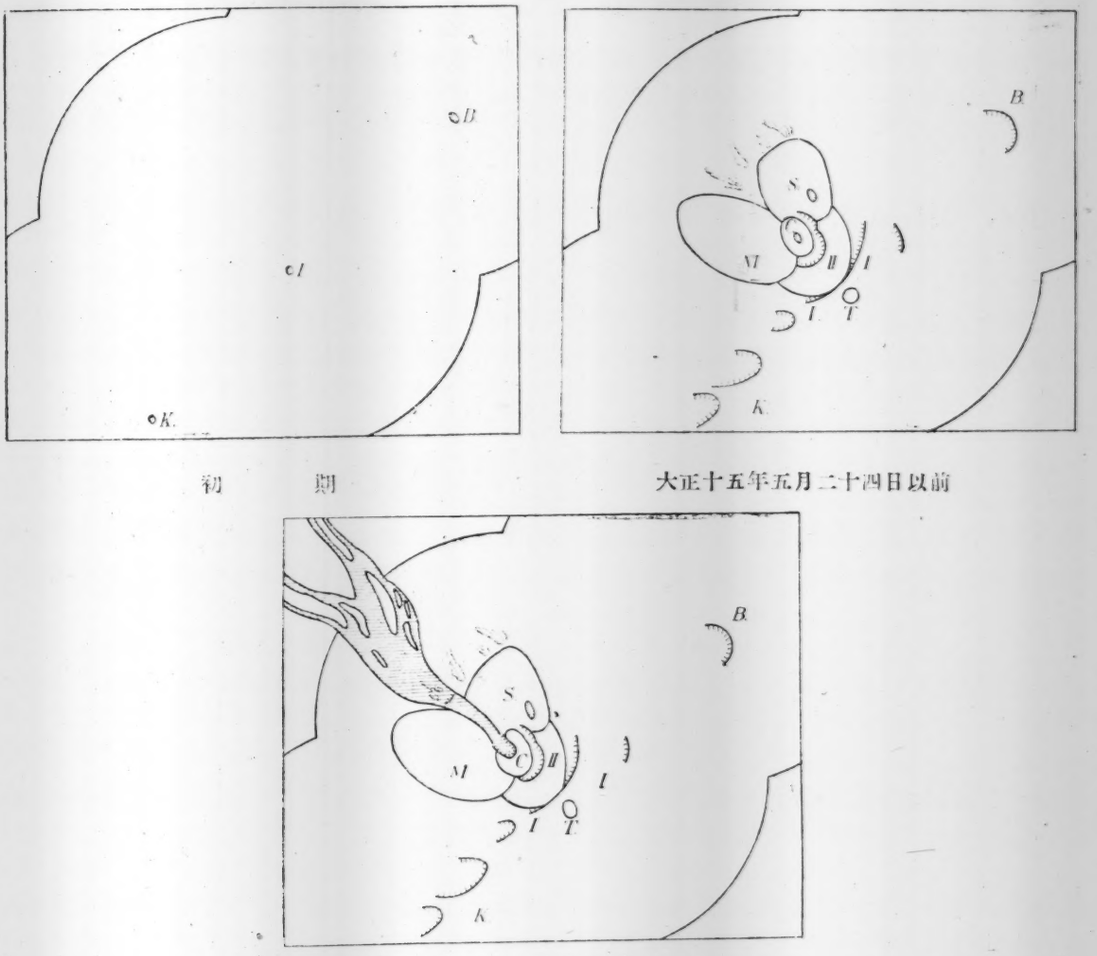
第一次火山錐の西北斜面が爆發せられた後に更に噴火が起つて爆發火口壁の一部を側火山的に蔽うて第二次火山錐が形成せられた。火口が第一火山錐の西北斜面にありしを以つて、熔岩流と抛出物とは主として西北側に落下して介甲狀の conide を造つた。その高度は 1900 m に上らず、第一次火山錐より遙かに低く且

(1) 納富重雄　石狩國空知郡十勝岳附近鐵鑛及硫黄鑛調査報文　鑛物調査報告（北海道）第二十八號　大正九年　三頁

(2) 小泉秀雄　北海道中央高地の地學的研究　山岳第十二年第二・三號　大正七年　二二八頁

第二圖　十勝岳火山の發達を示す圖

Fig. 2　Maps showing the development of the Tokachidake Volcano.



I. 第一次火山錐　II. 第二次火山錐　M. 前十勝岳
S. 摺鉢火口丘　T. 頂上のtholoide　C. 中央火口丘
B. 美瑛岳　K. 上ホロカメトク山

つ小さくあつた。此火山錐は又その西北側に爆發が繰返されて馬蹄形の大爆發火口の形成せられし爲に破壞せられて纔かに半圓弧をなして第一次火山錐の峯線と平行して殘つて居る。此火山錐と第一次山錐の火口壁との間には南部に富良野川が其の源を發し、北部には美瑛川の上流とが發して南北に相反して流れ弧狀の火口瀦を形成して居る。

第二次火山錐に大爆發火口の造られた後に、その峯線の西北端を被うて扁平な

る conide が噴出した。その山頂には 長徑 400 m 短徑 200 m 東北—西南に長軸を有する楕圓形の摺鉢形火口が見られる。此山に田中館理學士(1)は摺鉢火口丘の名を與へた。この火口は後の爆發によつて擴大せられしものにて殊にそれが斜面にあるを以て匙形の窪地をなし火口壁は上部即ち東南側に高く 85 m 下部即ち西北側に於て低く 25 m の高さを有し、その火口壁面の大部分は火山碎屑物の累層より成り上部に三枚の薄き鑛滓狀熔岩層の存するを見る。彼の十勝岳火山の西北山麓、美瑛溫泉附近海拔 1300 m の邊には五、六條の細長い鑛滓狀熔岩流の流走してゐるものがあるが、其れが風化も進まず、その上に植物も繁茂せず、新鮮に見えてゐるが、之は地形的にも岩石的にも此摺鉢火口より噴出せる熔岩流なる事が明であり近き歷史時代に摺鉢火口に火山活動が起り、此熔岩を流出せしものであらう。

第二次火山錐の西北斜面を破壞して形成せられし大爆發火口は長徑 900 m 短徑 700 m 東南—西北に長く、西北側に口を開ける馬蹄形をなしてゐる、これは前後數回の爆發によつて形成せられしものにて、摺鉢火口丘噴出以前に既に大爆發があり、馬蹄形の概形を構成せしが、摺鉢火口丘噴出後も爆發が繰返されしものにて摺鉢火口丘の如きはその南斜面がこの爲に破壞せられて居る。

摺鉢火口丘の成生と較々時代を同じうして大爆發火口の南部、第二次火山錐の峯線の西南端に前十勝岳が噴出して conide をなしてゐる。これも西北斜面に向つてのみ熔岩を流し、火山碎屑物を落下せしめて介甲狀の火山錐を成して居り、基底の長徑は 2 km に近く秀峯は海拔 1800 m に達して居る。その南斜面は富良野川上流の激しき侵蝕作用の爲に開析せられて斷崖をなし、噴火口も失はれて居るが西北側は 10° の傾斜をなし東北側は 20° を越した急傾斜をなした原斜面をそのまゝに殘して居る。

最後に第二次火山錐を破壞して成生せられた大爆發火口底にその西南部に偏し前十勝岳の北斜面の一部を被うて中央火口丘が噴出してゐる。その基底は長徑 700 m 短徑 500 m 南北に長き楕圓形をなし、高度は火口原より 80 m 海拔 1772 m に達して居る。今回の爆發以前には其頂上に長徑 240 m 短徑 140 m 南北に長き楕圓形をなし、深さ 25 m を有する火口が存して居た。此度の第二回の爆發によつて此火口丘の西斜面に形成せられた新爆發火口を見るに、その火口壁の下

(1) 田中館秀三、十勝岳爆發概報、大正十五年、札幌、二頁

部には前十勝岳を形成する熔岩が露はれ、上部 80 m の間には火山碎屑物のみが見られる。これによつて中央火口丘が底の淺き小なる岩屑丘に過ぎず、爆發的噴火の結果として形成せられたものなる事が知られる。

爆發以前には中央火口丘の火口壁竝に斜面に數個所に硫氣孔を有して居た。南斜面には直徑 60 m 深さ 5 m の凹地と其の東に接して淺くして小なる火口とがあつて兩所の周壁より盛に硫氣を噴出して居り、又東北斜面にも三箇の小爆發火口があつて硫氣を噴出し、北西斜面の 30° の急斜面にも多數の激しき硫氣孔を有して居た。北西斜面を第一坑、火口壁を第二坑 南斜面の凹地を第三坑と稱して、此三ケ所に出づる硫氣を導いて硫黄を昇華せしめて居たのである。

大爆發火口底は中央火口丘の形成せられた爲にその外輪山との間に三日月形の火口原をなして殘り、今日尙火口瀨が發達せず、爲に周圍の火口壁に集りし雨水、融雪水は皆地中に泌みて、岩層より成る中央火口丘の中に入りしものと推定せられる。此地下水が熱の爲に氣化して今回の爆發の副原因となり、爆發の勢力を增大せしめしものとも考へられる。

これを要するに十勝岳火山は 1. 第一次火山錐の噴出、2. 之に次ぐ第二次火山錐の噴出、3. 之を破壞して大爆發火口の成生、4 山頂の tholoide, 摺鉢火口丘、前十勝岳の噴出、5. 最後の中央火口丘の成生の順序によつて作られた三重的構造をなす複合火山である。此等の火山錐を造れる物質が熔岩に比して碎屑物の多き事と地形上爆發火口の多いと云ふ事とは噴火の形式が常に爆發的なりし事を示すに餘りあるものである。

山頂の tholoide, 第一次火山錐、第二次火山錐、中央火口丘等の中心を結べば之は S50°E より N50°W に走る一直線上に排列し、爆發前噴氣の盛なりし第一、第二、第三坑の硫氣孔も此線上に連なり、更に十勝岳火山の西北麓にある美瑛溫泉、畠山溫泉も此線上にある。即ち之は十勝岳火山に S50°E より N50°W への方向換言すれば十勝岳火山縱列の走向と略直角の方向の裂罅のありし事を示して居る。

要するに十勝岳火山は此裂罅に沿うて火山活動の中心が S50°E より N50°W に、即ち上方より下方に漸移し、其都度新に造られし火山錐の大いさも次第に小となり、此等火山錐に新に形成せらるゝ爆發火口も次第に小となつて、今日見るが如き地形を作りしものである。火山活動が建設作用と破壞作用とを交互に繰返

しつゝ徐々に弱まり行くを示すものと考へられる。

かくの如く火山脈と直角の方向に裂罅があり、その方向に活動の中心が移動せる例は大森博士によつて淺間山に於て、藤原博士によつて燒ケ嶽其の他に認められて居る。

大正十五年五月二十四日午後零時十一分の爆發は中央火口丘と美瑛溫泉とを結ぶ一直線上、海拔 1300 m の邊に起り、山體を破壞して小爆發火口を遺つた。同日午後四時の第二回の大爆發は中央火口丘に起り、火口の西側及び火口と前十勝岳との間全部を破壞して長徑 450 m 短徑 300 m 北北西—南南東に長き馬蹄形の新爆發火口を形成したのである。此爆發に伴つて西北斜面には數列の新噴氣孔が形成せられ、爆發後數日間硫氣を放つて居た。此二回の爆發によつて造られた新爆發火口二個も、新噴氣孔列も前述せる裂罅の上に排列して居る。第一回、第二回の爆發に伴つて地震が起つたが、第一回の爆發に伴ひし地震は第二回の爆發に伴へるものより激烈であつて、今村博士によれば表面に於て山體を割りし爲に起りたるものなりと云ふ。之より推して此第一回の爆發によつて既存の裂罅が擴大せられて瓦斯竝に熔岩流の通路が形造られ第二回の爆發と山麓の新噴氣とが之に沿うて起りしものと考へられる。

第二章　十勝岳火山地質

十勝岳火山縱列の特徵は略等高の獨立火山體が相接して東北—南西の方向に竝立し、火山の破壞時代に行はれた爆發が皆其西側に限られてゐることである。此縱列中の一員、十勝岳火山は其北東、南西側に於て夫々美瑛岳、上ホロカメトク山に接し、二重の不完全な外輪山を備へた成層火山である。構造上集塊岩と熔岩流とから成つてゐて、是等は若い谷の中で見ることが出來るが、地表は大部分岩屑に被はれてゐる。山麓では火山灰層或は單一抛出物層は見られない。裾野の傾斜が極めて緩であるのに反して中腹以上の夫が著しく急であることは爆發碎屑物が山麓に堆積したからである。

北海道の多くの火山に見る樣に、十勝岳火山の基底は古期水成岩の起伏地に噴出した第三紀の流紋岩（Rhyolite）と同質の凝灰岩（Tuff）とで、是等は其後の塊裂運動を受けたが尙臺地的の地貌を保存してゐる。十勝岳火山縱列は此地塊運動

(1)　大森房吉　日本噴火志、震災豫防調査會報告、第八十七號下篇一一六頁
(2)　藤原咲平　火山脈と山體裂線に就いて、地理學評論第一卷、大正十四年七三五—七五八頁

の結果出來た弱線に沿うて建設せられた。

基底流紋岩及び十勝岳火山の噴出物を比較時代順に擧げると次の如くである。

(A) 基底流紋岩
- (1) 雲母流紋岩 (Biotite-rhyolite)
- (2) 雲母角閃石流紋岩 (Biotite-hornblende-rhyolite)
- (3) 輝石角閃石流紋岩 (Pyroxene-hornblende-rhyolite)

十勝岳火山噴出物：

(B) 下部熔岩
- (1) 橄欖石輝石安山岩 (Olivine-pyroxene-andesite)
- (2) 含橄欖石輝石安山岩 (Olivine-bearing pyroxene-andesite)

(C) 上部熔岩
- (1) 含橄欖石輝石安山岩 (Olivine-bearing pyroxene-andesite)
- (2) 角閃石輝石安山岩 (Hornblende-pyroxene-andesite)

(D) 前十勝熔岩
- (1) 含橄欖石輝石安山岩 (Olivine-bearing pyroxene-andesite)
- (2) 輝石安山岩 (Pyroxene-andesite)

(E) 側火山熔岩　含橄欖石輝石安山岩 (Olivine-bearing pyroxene-andesite)

(F) 中央火口丘　集塊岩 (Agglomerate)

以上の熔岩の中 (A) には凝灰岩 (Tuff) を、(B), (C), (D), (E) 等には集塊岩 (Agglomerate), 岩屑及び拋出物を伴つてゐる。

基底流紋岩と十勝岳火山噴出物とが境する附近では流紋岩質凝灰岩 (Rhyolite tuff) と安山岩質集塊岩 (Andesite agglomerate) とが發達してゐる。是等は山加鑛山事務所、富良野川大曲、及び美瑛の谷に沿うて舊畠山温泉から約 1500m 下つた左岸附近で境界を持つてゐる。

下部熔岩中で最下に露出するものは舊畠山温泉に近い美瑛川の左岸に約 7 m の熔岩崖をなすもので、標式的の柱狀節理が發達し、上下は集塊岩に接してゐる。是は橄欖石輝石安山岩 (Olivine-pyroxene-andesite) に屬する。高距 700 m 即ち舊畠山温泉から山頂の方へ約 1000m 距つた所には高さ約 10m の熔岩崖が北東から南西に連續發達してゐる。此熔岩は含橄欖石輝石安山岩 (Olivine-bearing pyroxene-andesite) で、構造は一般に不規則であるが、富良野川左岸には板狀節理の發達した熔岩が露出してゐる。今回の泥流は急瀑をなして是等熔岩の懸崖を奔下した。高距 700 m—1000 m の間は上述熔岩の流域で、緩慢な傾斜をなし、集塊岩、岩屑、及び今回の泥流に被はれ、若い谷に刻まれてゐるのみである。集塊岩は舊

熔岩の岩屑から成り、比較的新鮮な岩塊、分解して白くなつた岩屑、赤褐色の岩屑等雑多に混じ、是等は火山灰質の細土で充塡せられてゐる。

高距 1000 m 以上は側火山熔岩、前十勝熔岩、中央火口丘等に被はれてゐる爲に下部熔岩の續きは露れてゐない。

上部熔岩と呼ぶものは十勝岳山頂の熔岩と其直下の外輪山壁に露出する熔岩とである。前者は本火山唯一の灰白色の角閃石輝石安山岩 (Hornblende-pyroxene-andesite) で、後者は下部熔岩と等しく含橄欖石輝石安山岩 (Olivine-bearing pyroxene-andesite) である。十勝岳頂上に見る角閃石輝石安山岩 (Hornblende-pyroxene-andesite) は産出狀態の不明な塊狀をなし、地形上 tholoide の破壞されたものと考へられる。

前十勝熔岩は十勝岳山頂から北西に約 1500 m 下つた所、中央火口丘の西側山體を構成するもので、熔岩は十勝岳本體の夫に類似してゐる。此熔岩は十勝岳火山の熔岩とは別の噴出口から流出したもので、十勝岳中央火口丘に向つて傾く緩な單斜構造をなしてゐる。從つて前十勝熔岩の噴出口は富良野川の水源をなす谷の源頭に近く存在したものと推定される。前十勝岳の熔岩は含橄欖石輝石安山岩(Olivine-bearing pyroxene-andesite) と輝石安山岩 (Pyroxene-andesite) とであるが、拋出物に被はれてゐて、局部的に露出してゐるのみである。前者は高距 1200 m—1400 m の山腹 (今回の泥流の南緣に沿うて)、後者は前十勝岳の頂上部で拋出物の間に見られる。

側火山熔岩は中央火口丘の北方約 1000 m の位置にある側火山摺鉢火口丘から流出したもので、其火口內壁上部には三層の熔岩流が露出し、南壁には火口底から直立した熔岩柱が在つて熔岩流出の中心を示してゐる。側火山の西の山腹下方には此火口から流出した黑色鑛滓狀の新しい熔岩流が見られる。是は近い歷史時代 (渡瀨理學士は此熔岩流出後まだ百年を經ないと斷定してゐる)(1) に噴出したもので、其末端近くは全部露出してゐるが火口近くの部分は拋出物に被はれてゐる。側火山の火口は熔岩流出後の爆發で大いさを增して外形 homate に似てゐる。

中央火口丘は十勝岳火山の爆發火口の開口近くに在つて、且つ前十勝岳に接して一部分之を被うてゐる。今回の爆發は中央火口丘の西側に起つて深い火口を作

(1) 渡瀨正三郎：“十勝岳爆裂と水害の原因”　地學雜誌第三十八卷四百五十一號(大正十五年)

つたから前十勝の山腹をも一部破壞した。夫故に新火口の西側底部には前十勝熔岩が露出してゐる。中央火口丘自身は火口原から僅 800 m に足らない高さの cinder cone である。

第三章　十勝岳火山の活動

十勝岳火山活動に關する事項は本報告の主要部分をなすものであるから次の諸項に分つて說明する。

（一）　從來の活動狀況　（二）　大正十五年五月二十四日の爆發
（三）　爆發火口　（四）　拋出物
（五）　噴氣孔　（六）　崩壞物と泥流

（一）　從來の活動狀況

十勝岳火山は噴火の歷史的記錄を持つてゐないので從來死火山と考へられてゐた。云ふ迄もなく記錄があれば確な活動時代は分るが、夫がない場合にも野外觀察と噴出物の研究とに依つて火山の活動時代を推定出來る事がある。吾々は噴出物の上或は其附近に成長してゐる樹木の年輪を數へることに依つて其噴出物の經過した年數の最下限を推定することが出來る。前章に述べた十勝岳側火山の熔岩流は生々しい表面を露出してゐて、渡瀨理學士は此熔岩流の附近に成育してゐる「トヾマツ」樹幹の大いさから本熔岩が過去百年位の近い有史時代に噴出したことを斷定してゐる。

現在知られてゐる限りでは十勝岳は安政年間より足跡を印せられてゐる。其最も舊い記事は安政四年（一八五七年）松浦武四郎の登山した記事で石狩日記(1)中にあり、尙同年松田市太郎（石狩足輕）が書いた石狩川水源見分書(2)にも見られる。夫以來最近までに登山した記事は二三あるが何れも噴火、爆發を記載してゐない。故に少くとも安政以後最近まで約七十年の間には熔岩を噴出し、山體を破壞する程度の活動は行はれないで、中央火口丘が近年と同樣に噴氣的活動を續けてゐたのである。上に擧げた記錄にも其狀態が記されてゐる。從つて十勝岳火山は從來潛伏活動期（period of latent activity）に於ける休火山であつたと考へねばならない。

火山現象の中で裂罅噴氣は火山溫泉期に移る過渡相を示すものであつて、火山活動末期の現象と考へられるのであるが、從來本火山の中央火口丘で行はれてゐ

（1），（2）　田中館秀三：“十勝岳爆發概報”（大正十五年六月）

た様な火口内噴氣或は火口内噴泉は尚活動餘勢の劇しい休火山に普通に見られる潜伏活動 (latent activity) の狀態と見るべきものである。從つて水蒸氣、瓦斯の増減もかかる狀態では著しいから火口噴氣に消長が現れ、劇しい噴氣作用には火口内壁の崩壞に依つて出來る火山灰の拋出を伴ふことがある。

十勝岳中央火口丘の活動が此様な狀態から爆發性噴火の最高潮に至つた過程には地下岩漿の上昇と瓦斯殊に水蒸氣の累積とが行はれてゐたと考へられる。近年の活動傾向が累進的であつたことは既に諸家の報告(1)に委しく述べられてゐる所であつて是も上述の推定を證明するものである。

大正十四年前半から水蒸氣、其他の瓦斯の噴出が著しく増加し、噴氣孔が多くなつた。同年後半から十五年四月に至るまでは噴氣孔の周圍數十米の區域に砂礫を拋出する程度の噴氣勢力が屢々現れ、十五年五月四日頃からは鳴動を伴ふ噴煙が認められ、鳴動は日を經るに從つて次第に大きくなり遠方まで感ぜられる様になつた。五月十日以前には鳴動は微弱で吹上溫泉附近まで感ぜられるのみであつたが、中旬に入つて十人牧場附近でも感ぜられ、十五日頃には上富良野にも達したといふ。地震は鳴動に伴つて五月十三日、十四日、二十二日等に山麓に感ぜられたといふが正確なことは不明である。たゞ旭川測候所の地震記錄には二十二、二十三日のみでも數十回の微動が現れてゐる。

大爆發の直接の前兆と考へられる様な異常、例へば溫泉の溫度の變化、噴出狀態の變化、地下水の降下、局部地震の頻發等に就いては知ることが出來なかつた。

(二) 大正十五年五月二十四日の爆發

當日は降雨であつた爲に山頂一帶は雲に被はれ、南風が吹いてゐた。午前中には地震、鳴動は感ぜられなかつた。

第一回爆發　午後零時十一分（爆發時刻は十勝岳より北へ約 45 km 距つた旭川測候所据付の地震計に現れた噴火性地震の記錄に依る。）(2) 元山事務所にゐた鑛夫等は此時刻に砲音に似た一回の「ドン」といふ爆音を聞き、黒煙が僅に上昇するのを見たといふ。爆發地點は中央火口丘の西腹下方で山頂から約 800m 下方、即ち高距 1300 m と 1400 m の間と推定せられる。第二回の爆發に依る崩壞物で埋められて、火口と思はれる所は淺い凹みとして殘つてゐるのみであるが第一回爆

(1) 渡瀨正三郎：前揭、田中館秀三：前揭

(2) 旭川測候所星川技師の好意に依つて借用した地震記象を東大地震學教室で査定した結果。

發後山上を巡視した鑛夫等はこの推定位置と考へられる附近が一部分崩れて噴氣孔が多く出來てゐるのを認めたといふ。調査當時其個所は直徑約 200 m 程の凹地をなして多くの噴氣孔から瓦斯を噴出してゐた。

爆發の際噴出した瓦斯、崩壞物に依つて積雪が融かされて泥流となつたが、其量少く、且つ爆發が傾斜の緩な處に起つたので泥流の勢力は弱くあつて、大部分既存の谷に沿うて流れた。此泥流に依つて美瑛溫泉の一部が破壞され、泥流は畠山溫泉にまで達したといふ。

爆發の際地震は人體には感ぜられなかつたが旭川測候所の地震計大森式簡單微動計(五十倍)には現れ、其振幅は (double amplitude=74μ) 第二回の爆發に伴つて起つた地震の振幅 (double amplitude=27μ) より大であつた。(1) 爆音も亦第二回爆發の際の夫よりも大であつたといふ事である。表面に起つた地變は夫と反對に第二回に著しく大であつた。

第二回爆發　午後四時十八分（爆發時刻は前回と同樣旭川測候所据付の地震計に現はれた噴火性地震の記錄に依る。）元山事務所にゐて辛うじて避難し得た者の話に依ると、四時二十分頃突然「ゴー」といふ遠雷の樣な爆音を聞いて直ぐ屋外に飛び出し山頂の方を仰ぐと黑煙が立上るのを認めたが、間も無く泥流が襲來して事務所を浚つて行つたといふ。吹上溫泉では爆音と共に障子が劇しく震動し此處からも噴煙が認められた由。其の高さは明でない。山加附近の民家では既に爆音は聞かれなかつたが、遠雷の樣な轟音が山麓の方へ次第に移つて行くのが感知せられたといふ。是は泥流が奔流する音であつた。上富良野市街では爆音を聞かなかつたといふ者多く、美瑛では聞いた者は無かつた相である。地震を感じた者は何處にも無かつた樣である。元山事務所附近では爆音が相次いで三度聞かれたともいはれてゐるが拋出物の散亂狀態から見ても爆音は少くとも一度ではなかつたと考へられる。雷鳴を聞き或は電光を認めた者は無かつた。

(1) 地震記象は東大地震學教室で檢査せられた。

	Time of occurrence	Duration of			Max. 2a		Result.	T
		P.T.	P.P.	Total	NS	EW		
大正十五年五月二十四日第一回爆發	$12^h\ 11^m\ 16^s$	7^s	25^s	50^s	61μ	40μ	74μ	$3.^s1$
同日第二回爆發	$16^h\ 17^m\ 55^s$	10^s	60^s	120^s	12	74	27	$2.^s2$

(三) 爆發火口

新爆發火口は北西—南東に長い馬蹄形をなし、北西側に開口を有する。爆發前の摺鉢形中央火口の北西部が欠潰し、崩壊物は北西の方向に頽れ落ちたから新火口は殆んど直立した火口壁を持ち、火口底は緩な傾斜をなして火口外山側に連つてゐる。從つて山麓から見れば火口外山腹とは判然としてゐるが現場に行くと兩者の境は明でない。

爆發前の火口は南北に長い楕圓形（長徑 240 m, 短徑 140 m）であつたが、爆發の結果舊火口の東緣を殘し舊火口を含んだ火口（長徑 450 m, 短徑 300 m）が形造られたのである。

第三圖　爆發前の中央火口丘と新爆發火口

Fig. 3 Sketch-map of the central cone of the Tokachidake Volcano before the recent eruption

火口壁の最高點は北側に在つて舊火口の北端に相當し、新火口内の最低部から高さ 180 m である。然し直立した上部のみの高さは約 100 m に過ぎないで、それより下部は岩丘が前面に殘つてゐる。火口壁の高さは南に行くに從つて減じ、中央火口丘を構成してゐる拋出物の堆積層が南に傾く狀態が壁上に明かに露れてゐる。西壁は直立しないで、中央火口丘に一部被れてゐた前十勝岳の山腹を急傾斜に切つてゐる。

火口内部には稍東方に偏して高さ 20 m 内外の岩丘が南北に竝んでゐて、其東側即ち火口東壁と岩丘列との間は舊火口の在つた位置で、爆發後も噴煙劇しく内部を窺ひ得ない。岩丘列の西側は新火口の略中央で、且つ最低點に當り新火山彈のみが夥しく堆積散亂する所である。岩丘には深い裂罅が多く、瓦斯が盛に噴出してゐる。此岩丘は舊火口の底部をなしてゐた基盤が爆發の際に壓力に依つて歪み、放射狀の割目に沿うて破壞せられた爲に其一部が殘つたものである。火口東壁の最高部近くには直立した深い裂罅があつて夫に沿うて盛に噴氣してゐる。岩丘列は火口の開口では北西山腹に下る岩陵に續いてゐる。崩壊物の押出された山腹は火口近くで三條の岩陵をしてゐて山麓からは鈍い鋸齒狀に見える。岩

丘の間及び火口南壁下には岩屑堆が發達し、火口底は岩屑の堆積で凸凹が甚しい。

第四圖 爆發後の中央火口丘

Fig. 4 Sketch-map of the central cone of the Tokachidake Volcano after the recent eruption

A 中央火口丘最高點 Summit of the central cone

B 中 央 火 口 Crater of the central cone

C.D. 第三坑硫氣孔 Solfatara

E 新 爆 發 火 口 New explosion crater

F 火 口 原 Atrio

G 前 十 勝 岳 Mae-Tokachi-dake

H 第 二 次 火 山 錐 Inner somma

I 摺 鉢 火 口 丘 A Parasitic cone, Suribachi-kwa-kôkyû

舊中央火口丘を截頭楕圓錐と考へて破壞せられた部分を概算すると 2,000,000 m^3 となる。

(四) 拋 出 物

爆發に依つて拋出された物質は僅少であつて、火山灰を除けば其飛散範圍は狹く、東方十勝岳山頂に達してゐない。拋出物飛散距離は爆發當時南風が吹いてゐた爲に著しく北方に延びた。拋出物の飛散距離、面積、容積等を概算すると次の如くなる。

	火口からの飛散距離（米）				面積（平方米）	容積（立方米）
	東	西	南	北		
舊岩屑	500	500	300	1200	830,000	10,000
新火山彈	300	100	250	1000	280,000	3,000

是はたゞ目で見た所に依つて地圖上から概算した數字に過ぎないが拋出された新熔岩の量が如何に少ないかが了解せられる。從つて岩漿柱の極めて表面に近い小部分が拋出されたのに止まり、且つ其表面に近い部分の容積は小さく、火口内で新熔岩の堆積してゐる小區域が其部分を示すものと考へられる。

是等の拋出物は火口に近い所では 30 cm 乃至 50 cm の厚さに堆積してゐたが上記區域の緣邊近くでは積雪上に散點してゐるのみであつた。

拋出物の大いさは徑 20 cm 以下であつて、稀に徑 1.5 m に及ぶものも見出された。積雪の在つた所では拋出物が古い堆積物から明かに區別せられた。故に拋出物が最も遠くまで到達してゐると考へられる様な位置の火口中心からの距離、高距を地圖上で測ると（風の影響の少い東西の方向で）距離 500 m 高距 200 m である。是に基いて舊岩屑拋出の初速度を出して見ると毎秒 80m となつた。云ふ迄もなく色々の條件を考へれば是は汎意的な計算の結果に過ぎない。新火山彈の拋出は舊岩屑の夫よりも一層弱い力で行はれたであらう。

新火山彈が舊岩屑とは全然別に拋出せられたといふ事は明白な事實であつて、前者は後者及び火山灰に依つて被はれ或は是等と混ずることなく舊岩屑、火山灰を被うてゐることから最後の噴出物であることが明かである。舊岩屑は火山灰の上にあるが又火山灰に依つて被はれてゐる。雪上に堆積してゐる火山灰は後から落下した岩屑に依つて亂されてゐる。故に火山灰の一部が堆積した後に岩屑が散亂し尙ほ火山灰は續けて降り、最後に新火山彈が拋出せられたのであつて此操作が連續して行はれたものと考へられる。故に元山事務所附近で爆音が三度聞かれたといふことはこの拋出物堆積狀態から考へられる爆發操作と一致せる事實である。

拋出岩塊が火口より北西の山腹の積雪上に斜に落下する際には廻轉し乍ら雪上を摺下り、岩塊は一米位動いて後其溫度で雪を融かし、自身の重さで雪中に落下するから、岩塊は大形の皿狀凹みの下端にある深い穴の中に見出された。此の穴は岩塊と略同徑で內壁には硫黄が附着してゐることもあつた。

舊岩屑拋出物が著しく高溫であつた證跡はなく、其堆積下には雪が殘つてゐることが多くあつた。

火山灰は南風に依つて北方に運ばれ、約3000m の幅をなして積雪を灰色に被うてゐた。其厚さは5cm 以下であつた。雪の上に堆積した灰の表面は平坦でなくて

pisolite に似た小球の集合となつてゐたが夫は降灰當時の降雨に依つて出來たか、又は降灰數日後に少量の積雪があつて其融けた水が灰を凝集させたものである。

(五) 噴氣孔

六月二日筆者等が視察せし當時火口内の噴氣は東壁、南壁、岩丘の上、舊火口の跡等に盛で、瓦斯は箭音を發して噴出し、折々小銃の音に似た爆音を立ててゐた。火口の中央部即ち岩屑、新火山彈等の堆積してゐる部分では微弱な瓦斯の逸出が亞硫酸瓦斯の刺臭に依つて感ぜられるのみであつた。火口の中央は比較的密閉せられてゐるので火口内の熔岩と側壁との境、火口壁の裂罅を通じて瓦斯の逸出が自由に行はれてゐるのである。火口外にても南側には舊來の强勢な噴氣孔があり、火口壁最高點の北側には南北に長い爆發噴氣孔（長徑 50 m）が新に現れ、尙火口原、側火山の上にも弱い噴氣孔が數多く存在した。崩壞物の押出された北西山側には旣に述べた鋸齒狀の岩陵の間に噴氣孔列があつて、其一は第一回の爆發個所に續いてゐる。故に新火口を通じて南東から北西に向ふ裂罅が存在し、夫に沿うて二回の爆發が起つたと共に噴氣孔が配列せられてゐるのである。此方向のみならず、火口周圍の噴氣孔の配列、數個の小爆裂口の位置等から推定すると、中央火口丘の周圍には放射狀或は共心狀の裂罅が從來も存在し、尙新く出來たと思はれる。火口壁の裂罅及び火口内の岩丘の配列も亦夫を示してゐる。火山體が上衝力で持上げられ、或は火山體の中央部が落込む樣な傾向を持つ時に此樣な割目が出來、放射狀裂罅は前の場合、共心狀のものは後の場合に多いであらうから爆發性火山には寧ろ放射狀裂罅が多いと思はれる。

崩壞物の押出された北西山腹には上に述べた裂罅に沿うてゐる噴氣孔列の他に無數の噴氣孔が殆ど餘す所なく崩壞物中に開口してゐて、其多くは爆發數日後には全く閉塞せられたが、孔の周圍には硫黄の針狀結晶が多量に附著してゐて明かに瓦斯を噴出したことを示してゐる。此無數の小噴氣孔は爆發の際山側に押出された崩壞物中に吸藏せられてゐた瓦斯が逸出して出來たものである。瓦斯は溫度高く、從つて崩壞物も高溫を保持してゐたから其一部が積雪に達して之を融かしたのである。故に前に述べた樣に拋出物が著しく高溫であつたと思はれる證據はないが、崩壞物は瓦斯と共に雪を急に融かすに充分高溫であつた。此樣な崩壞物は hot volcanic avalanche と稱せられるものである。

噴氣孔から逸出する瓦斯は主に水蒸氣であつたが、火口内では尙多量の硫黄瓦

斯を含み、逸出口近くでは亞硫酸瓦斯が認められ劇しい刺臭が感ぜられた。

火口から北西に約 500 m 下つた所に轟音を立ててゐる噴氣孔があつて、其附近の熱水を檢した結果一立中に固形物が約 40 gram あつて SO_4, Cl, Fe (二價)等が多量に檢出せられ、其他に Na, Ca, Al, H_2S 等が含まれてゐた。Cl は活動の劇しい溫度の高い火山の瓦斯中に多いものである。噴氣孔近くの岩石が屢々赤褐色を呈してゐるのは鹽化鐵の存在を示すものであらう。

(六) 泥　流

第二回の爆發に伴つて起つた泥流は極めて强勢であつて、災害の大部分は是に依るものであるから、是に就いて稍詳細に觀察する。

火口から 21km の距離にある富良野低地に氾濫した泥土、水、木材の一團に對して玆に所謂火山泥流[1] (volcanic mud flow) といふ名稱が不當でないとしても是が (木材を除いて) 火口から直接噴出したとは信ぜられない。泥流の流路に從つて登る時吾々は此泥流を火口まで變化無く追跡することは出來ない。其物質、堆積狀態等に從つて第二次泥流、第一次泥流[2] 及び崩壞物の三者に區別せられる。

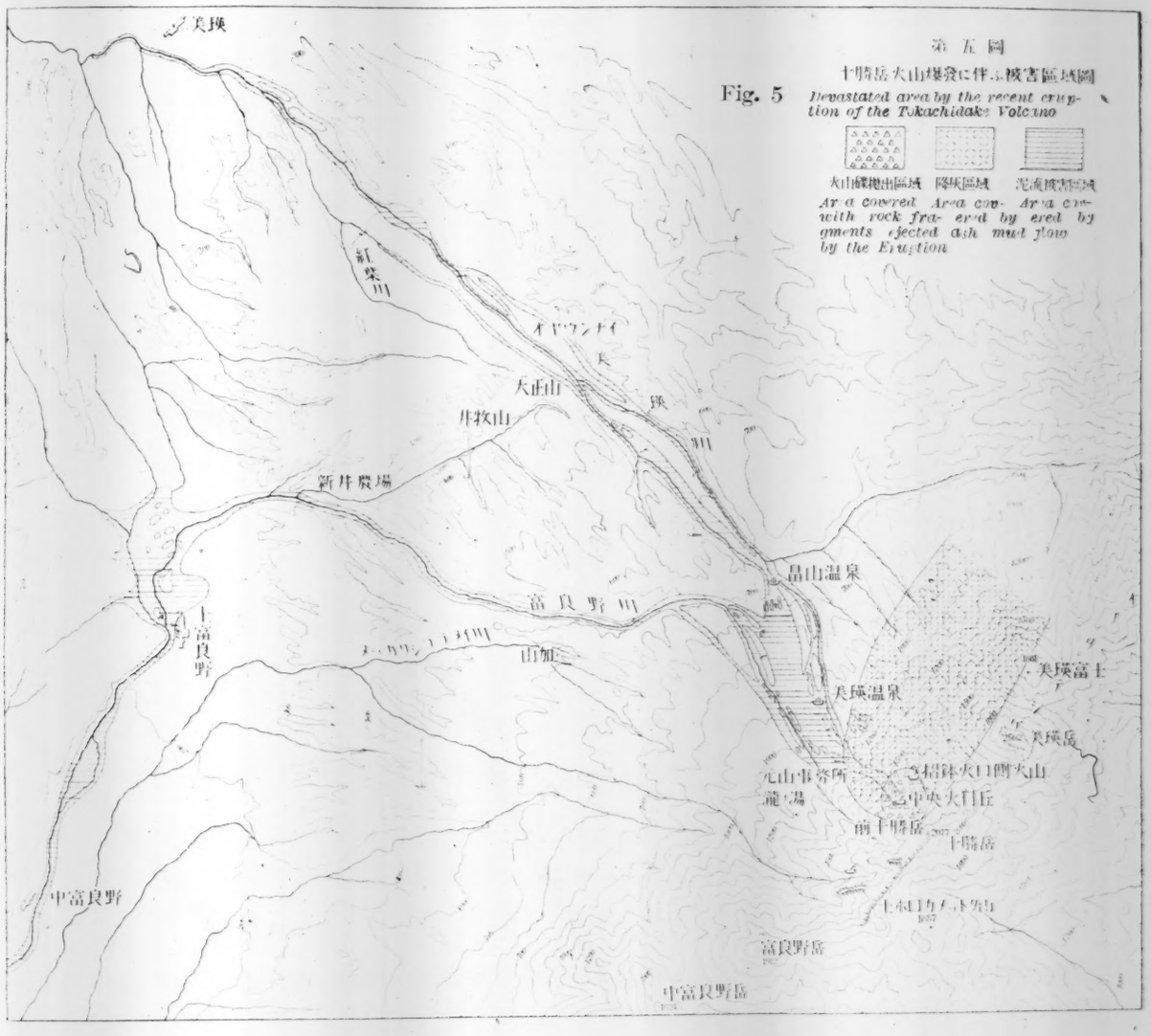
崩壞物は旣に瓦斯の項で述べた樣に爆發當時の hot volcanic avalanche が堆積したものであつて、是は 250 m の幅で火口から約 1000 m の間に見られる。水分は殆ど無い。瓦斯のために分解し多量の硫黄を持つてゐて容易に破碎される岩塊、砂礫、火山灰等が堆積し、無數の噴氣孔が其中に存在する。

崩壞物は積雪に達して之を融かし、第一次の泥流を形成した。第一次泥流は崩壞物の堆積から漸々移過して其下流約1500m の間に堆積してゐる。末端は1000m 以上の幅に擴がり、側火山熔岩の一部を被うてゐる。此堆積物は岩塊、火山灰砂、硫黄等の渾然たる一團で、雪融けの水で膠質狀態になり、表面は黑色荒蕪地をなしてゐる。第一次泥流の先端は 5 m 內外の低い段階をなして第二次泥流に續いてゐる。

第二次泥流は是より下流の全部を包括するものである。第一次泥流の位置で多量 (深さ 3m 以上) の積雪から生じた水は泥流の物理的性質に變化を來した爲に

(1) 關係大地震の際根府川に起つた樣な山崩れに依る泥流もあるから特にかく呼ぶ。
(2) 第一次及第二次泥流と稱するのは泥流堆積物の分布から便宜上區別したので別々の泥流を指すのでなくして單に火口に近く堆積してゐる部分を第一次泥流と云ひ、多量の水と共に流れ去つた部分を第二次泥流と云ふに過ぎない。

崩壊物の一半を第一次泥流として置き去り、他の一部を伴つて極めて流動質の第二次泥流を構成したものである。此泥流は緩な傾斜地を流れ、此山腹には若い谷が發達してゐるのみであるから、下流に行くに從つて扇狀(最大幅 2.5 km) に擴



がつた。泥流が流れる際、幾多の支流が離合した結果、狹長な森林地帶が泥流の暴威から免れてゐる。火口から直距6km の點で泥流は富良野川、美瑛川の兩川に集合した。山腹での泥流の主なる流路は中央主流と左右兩支流で、前者は約100m の幅を持つて流勢最も强く、舊い熔岩流上に堆積した集塊岩の平坦な斜面地を眞直に奔流し、後者は第一次泥流より稍下流で中央主流から左右に別れたのである。左の支流は富良野川上流を越えて元山事務所を掃去し二十六の人命を奪ひ、富良

野川に從つて北々西に流れ、更に一支流を左方に出した。右の支流は美瑛溫泉を破壞し、熔岩中に刻まれた V 字形の深い谷から溢れて樹林を掃蕩し、美瑛川岸の畠山溫泉を倒壞流失せしめた。美瑛溫泉では三名、畠山溫泉では四名の死者を出した。中央主流は高距 700 m の地點で含橄欖石輝石安山岩 (Olivine-bearing pyroxene-andesite) の熔岩崖を下り二分せられて一方は右支流と合して美瑛の谷に落ち、一方は元山事務所を通過した左支流と合して富良野川を奔流した。

泥流は幅 15 m 位の狹い谷では谷底から 40 m 以上に達し、平坦地でも立樹は 8 m 乃至 15 m の高さまで泥流を浴びてゐる。樹幹の泥流に面してゐる方は樹皮を全く剝がれ、樹心も八裂きにせられて土砂を其間に止めて居る。泥流の緣邊では樹木は下流に向つて一樣に倒され、且多數の樹木は泥流と共に下流に運ばれたのである。

泥流の流下した跡を見ると削剝せられた部分が多く、堆積した物質は夫に比較して少ない。削剝が 1 m にも達してゐる所でも堆積してゐる泥土の厚さは其三分の一に達しない。然し大きい岩塊は谷の中央部が削り取られた跡に殘され、流勢の弱い緣邊部には泥土が堆積してゐることがある。流路の彎曲してゐる所では泥流は其外側に高く、內側に低くあつた。此際岩塊は內側に多く堆積してゐる。雪のあつた部分では泥流の緣に沿うて高さ 20 m 位の雪堤を作つて居た。

富良野川に入つた泥流は谷を充して流れ、新井牧場附近から開ける上富良野の低地に氾濫して家屋二百三十棟を流失させ、百棟を破壞した。此處では死者百十名、負傷者二百九名を出した。低地に沈滯した泥流は泥水狀態では 1 m 以上に達し、夥しい木材が運ばれて來た。大きい岩塊は稀に見出すのみで大部分は山腹で削剝した表土と一部の山頂崩壞物である。深さ 1 m 以上に達した泥流も乾いた後は遙に少量となつたと思はれる。一部の泥流は富良野市街の西側を掠めて再び富良野川に入り中富良野に達した。

美瑛川の廣い谷に入つた泥流の一部は美瑛川の流路に沿ひ、一部は谷底の高い西側に沿うて流れ、中央には灌木林を殘したが下流では耕地上に氾濫した。堆積した泥土は 15 cm 以下に過ぎない。泥流は美瑛市街近くで終つてゐる。

全泥流の通過した跡は約 29 km^2 である。上富良野低地及び美瑛村の耕地に堆積した泥土、木材等の容積は概算 3,000,000 m^3 に達する。

第二次泥流中の水量は融雪に依つて簡單に說明せられる。水の來因として考へ

られる其他の事項、例へば火口沼の水、噴出水等は假りにあつたとしても水の全量に對して著しい部分をなしてゐない。今回の泥流は噴出したのでなくして、寧ろ山頂部の崩壞が其起因となつたのであつて、崩壞に次いで直に新熔岩が拋出せられたのであるから熱水が別に噴出したとも考へられない。噴出瓦斯に依つて可なり腐爛してゐた山體には熱い水分が飽和の狀態にまで擴充してゐたであらうが其山體の一部が崩壞して hot volcanic avalanche を作つたのである。是が雪を融かしたことは既に述べた通りである。噴出した水蒸氣が雨となつて雪を融かすに與り、此雨は爆發前から降つてゐた雨と共に水量を增したことも考へられ、削剝せられた表土中の水も加つたに違ひない。然し主なる原因は雪融である。

新鮮な雪の密度は 0.05 乃至 0.1 であるが. 古い雪の密度は 0.2（表層で）乃至 0.5（下層で）(1)である。（中野理學士が吹上溫泉附近の森林中の雪で實驗した結果雪から其容積の 33.3% の水を得たといふ。(2)）

積雪は高距600m附近から高距1400m附近の間にあつて山麓近くでは深さ20cm—30 cm に過ぎなかつたのであるが頂上に近くなる程深くなり、元山事務所附近では1 m 以上あり、特に谷間には多量の積雪があつたといふ。故に泥流の通過した區域の平均積雪を 1m と假定して夫から生ずる水量は雪の平均密度 0.3 であるとき約 3,000,000m^2 である。云ふ迄もなく雪は一度に融かされたのでなく、最初の hot volcanic avalanche に依る部分の他は、色々の原因が融雪に與つた事は明かである。

泥流の速度に就いては中村（左）博士の解析的研究(3)で明かになつた。山頂から元山事務所に到達するに要した時間は長くて一分であつたと思はれる。前に拋出物に就いて推定せられた毎秒 80 m の初速度を avalanche に用ひると元山事務所附近で毎秒 28m 乃至 毎秒 30m の速度となるまでには約五十秒經過してゐる。初速が零として摩擦を考へないと四十五秒となる。中村博士に依ると同區間を通過するに要した時間は五十四秒となつてゐる。上の計算では火口と元山事務所間の平均速度は毎秒 55 m となる。是も中村博士の平均速度毎秒 57 m 乃至 45 m と決せられてゐるのとよく一致してゐるから初速度が毎秒 80 m（計算して出た値は79.3 m）位であつたと考へることは事實に近いと思はれる。中村博士に依ると

(1) 鷲坂清信：“雪の密度” 氣象集誌 第三卷第三號第二輯（大正十四年）
(2) 田中館秀三：前揭
(3) 中村左衞門太郎：“十勝岳泥流の速さ” 地球 第六卷第二號（大正十五年）

富良野平野での速度は毎秒5m—15.5mであつて平均毎秒10mで、火口から上富良野市街までの所要時間は二十五分餘であつた。富良野大曲附近での泥流の斷面及び富良野低地に停滯した泥流の量から此附近での泥流の長さは1500mであつたと思はれるから富良野の平地に出て2000m位の長さに延びたことは事實に近いであらう。

第四章　十勝岳爆發の特徴

十勝岳火山は近い歷史時代に最後の活動を終つて以來最近まで所謂潛伏活動の狀態を續けて來たが近年になつて再び新しい活動輪廻に入つて來る傾向を示した。夫は爆發前に永い前兆的現象が屢〻繰返されたことから明かであつて、雪融の水が多量に滲入して蒸氣化したことは添加作用として爆發の誘因となつた。火口瀨の發達してゐない火口原と外輪山とに堆積してゐた雪は融けて求心的に中央火口丘に集中したに違ひない。特に前十勝岳は中央火口丘に向つて傾く單斜構造をなしてゐるから地下水は中央火口丘の方へ必然集らねばならない。是等の水が中央火口丘の volcanic hearth と接して熱せられ爆發力を充分增大せしめたものと考へられる。爆發が恰も五月下旬の融雪期に起つたことと、去冬の積雪が例年に無く多くあつたといふことは此意味から注意せらるべきことであつて、更に今冬の積雪と來春の融雪期に如何なる活動狀況を呈するかといふこととを觀察することは望ましいことである。Lassen Peak (Shasta Co. Calif. U.S.A.) は一九一四年五月下旬突然活動を始め、翌年の五月下旬の融雪期に其極點に達し、一九一六年には著しい活動を現さず、一九一七年五月再び活動して終つた。而して一九一六年に靜穩であつたことは前年の噴火に依つて火口附近の溫度高く、冬期積雪の少かつたことと關係してゐたといふ。(1)

新熔岩が拋出せられたことは熔岩柱が地下の淺い處にあつたことを語つてゐるものであるが、爆發前に地震は一二回の微弱なもの（五月十四日及び二十二日鳴動に伴つて起つたといふ）の他には感ぜられなかつた。殊に活動力の上昇しつゝあつたことは前に述べた樣に可なり永い以前から噴煙狀態、小爆發等に現れたが、地震が（一般の火山活動で經驗せられてゐる所では地震は噴火前相當長時日に亘つて頻發する）感ぜられなかつたといふ事は熔岩柱の up- and down-waving

(1) A.L. Day and E.T. Allen : "The Volcanic Activity and Hot Springs of Lassen Peak" Publication of Carnegie Institution of Washington, 1925.

或は magmatic stoping[1] が徐々に行はれてゐた爲ではあるまいか。爆發前鳴動に伴つて起つた地震は岩漿から逸出した瓦斯及び地下水から導かれた水蒸氣が地表に向つて上衝作用をなす時に感ぜられたものである。五月二十四日の二回の爆發の際旭川測候所の地震計に現はれたのも此種の地震で、第一回の地震及び爆音が第二回の夫等より大であつたことは地表變化の大小が反對であつたことと比較して面白い事實である。然し地震、爆音等は振動殻となる火山の大いさ、地下の活動物質の量、深淺、爆發位置、火山個有の震動習性等に支配されるであらうから、火山の活動力とか其傾向等に關する問題は容易に斷定されない。

二回の爆發の因果關係の有無は明かでないが第一回の爆發で弛緩せられた山體中には地下水の浸入が促進せられて、第二回の爆發を容易ならしめたものと思はれる。今回の活動で最も著しい特徴は第二回爆發に伴つた hot volcanic avalanche と新熔岩の拋出とである。

第二回の爆發では山體の爆破と新火山彈の拋出は相繼いで行はれたのであるが後者は最後の拋出で舊岩屑とは全然別に出たのであるから、熔岩柱は舊火口底から少くとも 150m 乃至 200m 下方、即ち現在の火口底或は夫より下方に其の上端を持つてゐたに違ひない。鑛滓狀火山彈に混じて麪麭殻狀火山彈が稀に見出されるが後者は熔岩柱の表面近くを作つてゐたものと考へられる。鑛滓狀火山彈は氣孔多く脆くて破碎し易い。兩端の尖つた紡錘形のものもあるが、其下底は落下の際扁平になり、全體には横の割目が多い。故に熔岩は拋出せられる際稍粘稠性を持つてゐたと思はれる。熔岩には結晶が多く、夥しい瓦斯孔が結晶の間に游離してゐるから拋出當時既に冷却が進んでゐて極めて粘稠であつたことは想像に難くない。從つて最初山體が爆破せられて地下の壓力が減少した爲に急に熔岩が深處から上昇したのでなく、既に爆發前に殆ど其位置に在つて、先端の少部分が瓦斯の爆發的逸出と同時に拋出せられたのである。活動力が漸々增大して來たことは岩漿が徐々に上昇し、其冷却が進むに從つて瓦斯を游離せしめたから噴氣力が盛になつた結果と思はれる。若し深處から熔岩が急に上昇したならば、夫は熔岩流として流出したかも知れない。故に今度の熔岩は、夫を上昇させる力が更に下方にあつたとすれば、必ず volcanic dome 或は spine の形となつて現れたに違ひない。尙此熔岩が過去の噴火の際火口を充した舊熔岩が再熔融せられて拋出せら

(1) R.A. Daly : Am. Jour. Sci, 4th ser., vol. 15, 1903.

れたものと考へられないことは今回の噴出口が舊火口と同一でないことから判斷される。岩石學上からも熔岩が再熔融せられた形跡はない。

爆發には水蒸氣と共に他の瓦斯も伴つたことは火山彈の薄片の觀察からも野外の觀察からも明かであつて既に前章にて述べた。新熔岩の化學分析の結果水は0.17% で極めて少く、ferric ratio[1] は 0.321 で可なり大である。是は熔岩が火口内に在つた長い間酸化作用が行はれ、水は水蒸氣となつて逸出したことを示すものと思はれる。

以上の觀察から今回の爆發は Mont Pelée (Martinique) の一九〇二年の爆發、[2] Lassen Peak (California) の一九一五年の爆發[3] に類似してゐる。十勝岳の爆發の繼續時間が上の二例の夫に比較して短くあつたのは爆發が前者は極めて表面近くで行はれた爲であつて、上の二例に於ては深い所に活動力が在つた結果熔岩を押上げた。然し Lassen Peak では押上げられた熔岩は舊來から火口内に在つたものである。融雪に依つて泥流を惹起した類例は上に擧げた Lassen Peak の爆發及び Mt. Cotopaxi (Ecuador) の一八七七年の爆發[4]である。十勝岳火山が今日の狀態で活動を休止するものとすれば、其短期の爆發性活動に終つた點で盤梯山（一八八八年）、吾妻山（一八九三年）、安達太郎山（一八九九年）等の爆發に類似してゐるが、熔岩を拋出した爆發としては富士寶永山（一七〇七年）の活動を想起させる。總ての點で今回の活動に類似した型式の活動を行つた火山は吾國に求められないと思ふ。一般の活動性から見れば十勝岳火山の活動は爆發性噴火であるから Vesuvian type であるが、又 Vulcano type にも似た所がある。

第五章 總 括

十勝岳火山は十勝岳火山縱列中の一員で、基底流紋岩台地上に構成せられ六個の火山錐の寄り集まつて作られた複合的火山である。火山の破壞時代に於て爆發は西側に限つて行はれ、爆發火口は西に向つて開いてゐる。熔岩は主に基性の安山岩である。火山西麓は一帶に火山岩屑に被はれ、熔岩流及び集塊岩は若い谷壁に露出するのみである。前十勝岳の熔岩は十勝岳本體の夫と噴出口を異にする。最後の熔岩流出は中央火口丘の北方にある側火山で行はれ、其西麓には生々しい

(1) Ferric ratio : Fe_2O_3/Fe_2O_3+FeO (as Fe_2O_3)
(2) A. Lacroix : "La Montagne Pelée et ses éruptions", Paris, 1904. (Monograph)
(3) A.L. Day and E.T. Allen : Loc. cit.
(4) v. Wolff : Vulkanismus, Bd. I, 1914.

熔岩を露出し可なり新しい歷史時代の產物と思はれる。今回爆發した中央火口丘は拋出物の堆積した cinder cone に過ぎない。

中央火口丘の火口は少くも過去七十年間は latent activity の狀態を繼續し、屢々黑煙を噴出してゐた。舊來火口の內外に硫黃鑛床發達し近年是に稼行してゐた。一二年來 latent activity の狀態が漸次活氣を呈して來て噴氣量を增し、大正十五年五月になつて遂に鳴動を伴ふ噴煙を認める樣になつた。噴煙、鳴動は次第に劇しくなつて同月二十四日に其極點に達し午後零時十分及び午後四時十八分の二回に爆發した。第一回は中央火口丘から北西に約 800m 下つた山腹に行はれ，少量の泥流を美瑛溫泉、畠山溫泉の方向に流した。第二回爆發は中央火口丘山頂に行はれ、中央火口の北西側約 2,000,000m³ を破壞した。

第二回爆發に依つて破壞せられた物質は熱瓦斯、水蒸氣と共に北西山腹を奔下して hot volcanic avalanche を構成した。是が山腹の積雪を融かす主因となり、崩壞物の一半は第一次泥流として堆積したが一半は多量の融雪水に伴はれて山側を奔下し上富良野市街には約二十五分後に到達した。崩壞物は大部分山側に殘され上富良野及び美瑛に達したものは主に水、木材及び削剝した山側の表土である。

拋出物は火山灰を除いては小區域に限られ、其容積は總計 13,000m³ に過ぎない。拋出物の拋射せられた順序は火山灰、岩屑、火山灰、新熔岩であつて火山灰と岩屑とは同時に拋出せられたであらうが新熔岩は全然別に最後に拋出せられたことは明瞭である。

噴出瓦斯中には硫黃、亞硫酸が多く存在するが、水蒸氣は尙多量に噴出してゐる。硫氣孔の配列から推して中央火口丘から北西に向ふ裂罅があつて夫に沿うて第一回の爆發が行はれた。

岩漿の上昇に依つて次第に勢力を增して來た十勝岳火山の中央火口丘は五月の融雪に依り增加した地下水の蒸氣化に機會を得て遂に五月二十四日爆發の極點に達したものである。而して其著しい特徵は hot volcanic avalanche に依つて泥流を惹起したことゝ新熔岩の拋出せられたことゝである。

第 六 章　十勝岳火山噴出物各論

北海道に於ての火山噴出物の研究は樽前火山、有珠火山、駒ケ嶽火山等北海道西部の新しい火山に限られてゐる。其他の火山に就いては鑛物調査に附帶して行はれた少數の地質調査報告があるのみである、十勝岳火山に就いては納富理學士

の研究(1)がある。

本章には第二章に擧げた諸熔岩の性質を逐次述べる。

(A) 基底流紋岩

本岩は富良野、美瑛附近一帶の臺地を構成し、同岩質の凝灰岩を伴ふて廣く發達し十勝岳火山の基底をなしてゐる。調査區域内でも岩種は一様でなく次の三種を得た。

(1) 雲母流紋岩 (Biotite-rhyolite)

(2) 雲母角閃石流紋岩 (Biotite-hornblende-rhyolite)

(3) 輝石角閃石流紋岩 (Pyroxene-hornblende-rhyolite)

(1) 雲母流紋岩 (Biotite-rhyolite)　本岩は上富良野市街から火山に至る途上十人牧場附近に堅岩として露出し、著しく風化せられてゐる。

外觀　白色、中粒、粗鬆質で長石 (5mm), 石英 (4mm), 及黒雲母 (1mm) の斑晶が白色石基中に認められる。

顯微鏡下　結晶度：半晶質、多玻璃質 (*Hypocrystalline, Dohyaline*)

組　織：斑狀、多石基質 (*Porphyritic, Dopatic*)

斑晶　正長石——單晶或は Carlsbad twin をなし多量に存在する。斜長石——結晶碎片をなして正長石と略等量に存在し、Albite twin をなす、稀に累帶構造が認められる、劈開片で $n_1=1.546$ (分散法に依る) 從つて Andesine $Ab_{63}An_{37}$ に屬する。石英——碎片狀をなして多量に存し、完全な結晶外形を示すものはない、屢々蝕融せられてゐる。黒雲母——濃褐色の長片狀或は板狀結晶で著しく彎曲せられてゐる。

石基　玻璃質で褐色球狀體の他微晶は見られない。

(2) 雲母角閃石流紋岩 (Biotite-hornblende-rhyolite)　本岩は美瑛川の左岸、舊畠山温泉から約 2km下流に堅岩として露出してゐる。

外觀　灰白色、中粒、稍緻密質で長石 (3mm), 石英 (4mm), 黒雲母 (1mm) 及角閃石 (1mm) の斑晶が灰白石基中に見られる。

顯微鏡下　結晶度：半晶質、多結晶質 (*Hypocrystalline, Docrystalline*)

組　織：斑狀、多斑晶質 (*Porphyritic, Dosemic*)

斑晶　正長石——亞自形の單晶で光軸角小、從つて Sanidine に屬するものである。斜長石——亞自形或は碎片狀結晶で Albite twin 及累帶構造よく發達する、劈開片で $n_1=1.546$ (分散法に依る)、光學性は正、從つて Andesine $Ab_{63}An_{37}$ に屬し前述雲母流紋岩 (Biotite-rhyolite) 中の斜長石に等しい、正長石よりも多量に存在する、包裏物として燐灰石及風信子鐵を有する。石英——碎片結晶で、屢々蝕融を受けてゐる、包裏物として燐灰石及氣泡が在る。黒雲母——六角板狀或は長片狀結晶をなし、褐色で屢々彎曲する、$n_1=1.668$ (普通の浸液法に依る)。角閃石——綠褐色の自形結晶で多色性強く、消光角は八度 (c:Z) である。

石基　無色或は稍褐色を帶びた玻璃で、明瞭な流理構造があり、眞珠構造をなす部分も少くない、弱い重屈折を示す球狀體が發達し、副成分として磁鐵鑛、燐灰石等を含んでゐる。

(1) 納富重雄：石狩國空知郡十勝岳附近鐵鑛及硫黄鑛調査報文、鑛物調査報告（北海道の部）二十八號

(3) **輝石角閃石流紋岩** (Pyroxene-hornblende-rhyolite)　本岩は富良野川大曲附近で安山岩質集塊岩と接する凝灰質礫層中に拳大の礫として多量に見出される。

外觀　淡灰色、稍粗粒、緻密質で長石 (5mm) 及角閃石 (5mm) の斑晶が多い。

顯微鏡下　結晶度：半晶質、等結晶質 (*Hypocrystalline, Hyalocrystalline*)

組　織：斑狀、等斑晶質 (*Porphyritic, Sempatic*)

斑晶　斜長石——自形及亞自形、双晶は普通であるが累帶構造は發達してゐない、劈開片で $n_1=1.544$ (分散法に依る) 從つて Andesine $Ab_{68}An_{33}$ に屬する。角閃石——赤褐色の自形結晶で、多色性强く赤褐色 (c に直角の方向) から濃褐色 (c に平行の方向) に變る、結晶外形のみを殘して磁鐵鑛、斜長石等に置換せられてゐることがある。紫蘇輝石——綠褐色で短柱形の自形結晶をなし Opacite margin を持つものが多い。石英——少量である。

石基　無色の玻璃中に斜長石の柱狀結晶發達し、副成分として磁鐵鑛が見られる。

(B) 下部熔岩

本岩は十勝岳火山形成の初期に屬するものである。熔岩流は 5m—20m の厚さを有し、高距 700m—1000m の間泥流に洗はれた谷に集塊岩と共に露出してゐる。本熔岩は次の二種に分けられる。

(1)　橄欖石輝石安山岩 (Olivine-pyroxene-andesite)

(2)　含橄欖石輝石安山岩 (Olivine-bearing pyroxene-andesite)

(1) **橄欖石輝石安山岩** (Olivine-pyroxene-andesite)　本岩は舊畠山温泉に近い美瑛川の左岸に厚さ約 7m の熔岩流として露出してゐる。

外觀　黑色、中粒、緻密質で長石 (3mm)、輝石 (1mm)、及淡綠色の橄欖石 (2mm) の斑晶を有する。

顯微鏡下　結晶度：半晶質、多結晶質 (*Hypocrystalline, Docrystalline*)

組　織：斑狀、多斑晶質 (*Porphyritic, Dosemic*)

斑晶　斜長石——自形、亞自形の柱狀結晶或は集合結晶をなし、双晶は Albite type の連晶が普通で稀に Carlsbad type 及Pericline type もある、累帶構造は不明瞭、劈開片で $n_1=1.572$ (分散法に依る)、從つて Bytownite $Ab_{16}An_{84}$ に屬する。單斜輝石——亞自形或は他形の綠色結晶で横斷面は (100) 面の發達した八角形をなす、集合結晶も多い、双晶は單一双晶或は連晶である、稀に累帶構造が認められる、劈開片で $n_1=1.688$, $n_2=1.707$ (普通の浸液法に依る)、包裹物として斜長石がある。紫蘇輝石——柱狀自形の單晶又は單斜輝石との平行共生をなす、多色性强く淡綠色 (c 軸に平行の方向) から綠褐色 (c 軸に直角の方向) に變る、光軸面は (100) 面に平行である。橄欖石——多量に存し、亞自形或は他形の大晶をなす、結晶は輝石粒に圍繞せられてゐることがある、細粉での屈折率限界は $\alpha<1.633$, $1.6985<\beta<1.710<\gamma$ (普通の浸液法に依る)、光學性は正である。

石基　*Hyalopilitic* で柱狀の斜長石、粒狀の單斜輝石、磁鐵鑛及少量の褐色玻璃より成る。

化學成分　化學分析の結果、本熔岩の成分、夫より算出した標準鑛物成分 (Norm) 及オサン氏式 (Osann's formula) は次の如くである。(田中專三郎氏分析)

	Wt.%	Mol. No.
SiO_2	51.90	865
Al_2O_3	17.69	174
Fe_2O_3	2.50	16
FeO	7.72	107
MgO	4.96	124
CaO	9.35	167
Na_2O	3.04	48
K_2O	1.20	13
$H_2O_{(+)}$	0.46	—
$H_2O_{(-)}$	0.11	—
P_2O_5	0.15	1
TiO_2	1.05	13
MnO	0.52	7
Total	100.65	

Norm.

Q	0.78	F	Sal
Or	7.23		
Ab	25.15		
An	31.41		
Di	11.64	Fem	
Hy	17.90		
Mt	3.71		
Ap	0.34		
Il	1.98		

Ratio:

$$\frac{Sal}{Fem}=1.8$$

$$\frac{Q}{F}=0.01$$

$$\frac{Na_2O'+K_2O'}{CaO'}=0.54$$

$$\frac{K_2O'}{Na_2O'}=0.27$$

Osann's formula : $s=56.67$, $A=3.92$ $C=7.29$ $F=20.87$

$n=7.17$ $a=3.66$ $c=6.81$ $f=19.51$

$k=0.96$

故に此の岩石はアメリカ式の標式では II(III), 5, (3) 4, 4 即 *Hessose* 岩 (C.I.P.W.) である。後に述べる如く新熔岩も亦是に類似するが、本熔岩は新熔岩に比較して珪酸、礬土の量稍少く、鐵、苦土、石灰等に於て優つてゐるから Norm では石英が微量で輝石が多い。Normative plagioclase は $Ab_{45}An_{55}$ で Labradorite であるが、斑晶を成す Modal plagioclase は $Ab_{16}An_{84}$ で Bytownite に屬する、即ち遙に基性である。吾國に普遍に發達する *Bandaite* より基性である本熔岩は寧ろ玄武岩に近い。

(2) 含橄欖石輝石安山岩 (Olivine-bearing pyroxene-andesite)　本熔岩は高距 700m の地點で熔岩崖をなし、夫より高距 1000m 附近に至るまで各處に小露出を見る。

外觀　暗灰色、中粒、緻密質で長石 (3mm), 輝石 (1mm) の斑晶が認められる。

顯微鏡下　結晶度、組織は前熔岩と同じである。

斑晶　斜長石——劈開片で $n_1=1.559$ (分散法に依る) で Labradorite $Ab_{42}An_{58}$ に屬し、前記 (1) 熔岩中の斜長石 ($Ab_{16}An_{84}$) に比して著しく酸性である。單斜輝石——劈開片で $n_1=1.692$ (普通の浸液法に依る)。紫蘇輝石——多量に存在する。斜長石、單斜輝石及紫蘇輝石の色、結晶形、双晶、

包裹物等は橄欖石輝石安山岩 (Olivine-pyroxene-andesite) 中に見るものに異らない。橄欖石——0.2 mm 程の小粒として或は紡錘形、殘骸形をなして輝石粒に圍繞せられてゐる、反對に橄欖石が輝石の周圍をなしてゐることがある、細粉の屈折率限界は $\alpha<1.683$, $1.687<\beta<1.705<\gamma$ (普通の浸液法に依る)、光學性は正である。

石基 *Hyalopilitic* で斜長石、單斜輝石、磁鐵鑛及少量の無色玻璃より成る。

(C) 上部熔岩

本岩は十勝岳火山の外輪山及十勝岳火山頂上に露出し、十勝岳火山形成の後期に屬するものである。是は熔岩の性質及産出狀態から次の二種に區別せられる。

(1) 含橄欖石輝石安山岩 (Olivine-bearing pyroxene-andesite)

(2) 角閃石輝石安山岩 (Hornblende-pyroxene-andesite)

(2) **含橄欖石輝石安山岩** (Olivine-bearing pyroxene-andesite)　本岩は十勝岳火山頂上直下の外輪山壁に露出する熔岩流である。

外觀　黑色、中粒、稍粗鬆質で長石 (2mm), 輝石 (2mm) の斑晶が識別せられる。

顯微鏡下　結晶度：半晶質、多結晶質 (*Hypocrystalline, Docrystalline*)

組　織：斑狀、等斑晶質 (*Porphyritic, Sempatic*)

斑晶　斜長石——自形、亞自形の短柱狀結晶で Albite type の連晶をなし、稍累帶構造を示す、劈開片で $n_1=1.559$ (分散法に依る) 從つて Labradorite $Ab_{42}An_{58}$ に屬する、包裹物として褐色玻璃多く、夫は共心狀或は累帶狀に配列せられてゐることがある。單斜輝石——淡綠褐色の自形結晶で單晶及双晶をなす、劈開片で $n_1=1.693$ (浸液法に依る)、斜長石、褐色玻璃を包裹してゐる。紫蘇輝石——2mm 程の自形柱狀結晶で多色性強く淡綠色 (c 軸に平行の方向) から淡褐色 (c 軸に直角の方向) に變る、單斜輝石と平行共生をなしこれに圍まれてゐることがある、(100) 方向に光軸面を有し、稀に斜長石及褐色玻璃を包裹してゐる。橄欖石——0.5mm 以下の結晶粒として多量に存し、他形の殘骸をなすことが多い。

石基 *Hyalopilitic structure* で斜長石、單斜輝石、磁鐵鑛及少量の褐色玻璃より成る。

(1) **角閃石輝石安山岩**(Hornblende-pyroxene-andesite)　本岩は十勝岳火山頂上に露出し塊狀をなす。

外觀　灰白色、中粒、緻密質で長石 (2mm), 輝石 (0.5mm) 及角閃石 (1mm) の斑晶を有する。

顯微鏡下　結晶度：半晶質、等結晶質 (*Hypocrystalline, Hyalocrystalline*)

組　織：斑狀、等斑晶質 (*Porphyritic, Sempatic*)

斑晶　斜長石——自形及亞自形結晶で Albite twin をなし、稍明瞭な累帶構造を示す、劈開片で $n_1=1.553$ (分散法に依る)、光學性は正、從つて Andesine $Ab_{53}An_{47}$ に屬する、輝石、燐灰石及無色玻璃を包裹する。單斜輝石——淡褐綠色の自形結晶で柱狀或は卓狀をなし屢々双晶する、劈開片で $n_1=1.693$ (普通の浸液法に依る)。紫蘇輝石——單斜輝石より多量に存在し、自形結晶で多色性強く淡綠色(c 軸に平行の方向) から淡褐色 (c 軸に直角の方向) に變る。兩輝石には斜長石及無色玻璃が包裹せられてゐる。角閃石——柱狀の自形結晶で多色性強く濃綠褐色 (c 軸に平行の方向) から淡褐色 (c 軸に直角の方向) に變る、劈開片で $n_1=1.641$ (普通の浸液法に依る)、斜長石を包裹してゐる。

石基　無色の玻璃中に斜長石、單斜輝石の微晶を見る。副成分として磁鐵鑛及燐灰石が在る。

(D) 前十勝熔岩

本岩は前十勝岳と呼ばれる部分を構成するもので、既に第二章に述べた様に十

勝岳火山本體を作る熔岩 (B), (C) とは噴出口を異にするものである。本熔岩中に次の二種が區別せられる。

(1) 含橄欖石輝石安山岩 (Olivine-bearing pyroxene-andesite)

(2) 輝石安山岩 (Pyroxene-andesite)

(1) 含橄欖石輝石安山岩(Olivine-bearing pyroxene-andesite)　本岩は前十勝岳の北腹で高距 1400m (泥流の南緣に沿うて) の地點に露出し、傾斜約二十度の熔岩流をなす。

外觀　黑色又は暗灰色、中粒、緻密質で長石 (2mm), 輝石 (1mm) 及少量の橄欖石の斑晶が在る。

顯微鏡下　結晶度：半晶質、等結晶質 (*Hypocrystalline, Hyalocrystalline*)

組　織：斑狀、等斑晶質 (*Porphyritic, Sempatic*)

斑晶　斜長石——自形の柱狀結晶で Albite twin 及 Carlsbad twin をなし、微弱な累帶構造を示す、劈開片で n_1=1.561 (分散法に依る)、從つて Labradorite $Ab_{39}An_{61}$ に屬する、輝石及玻璃を包裹する。單斜輝石——綠色、自形結晶で平行双晶及透入双晶をなす、劈開片で n_1=1·690 (普通の浸液法に依る)、斜長石及玻璃を包裹する。紫蘇輝石は自形結晶で單斜輝石と平行共生をするものがある、多色性强く淡綠色 (c 軸に平行の方向) から淡褐色 (c 軸に直角の方向) に變る。橄欖石——0.5mm 以下の小結晶粒で結晶外形を殘して輝石、斜長石の集合に變化してゐることがある。

石基　無色の玻璃中に斜長石、輝石を見る、副成分として磁鐵鑛及燐灰石がある。

(2) 輝石安山岩 (Pyroxene-andesite)　本岩は前十勝岳の頂上 (高距 1780m) 及新爆發火口底の一部に露出してゐる。橄欖石は認められないが基性の安山岩で前述の含橄欖石輝石安山岩 (Olivine-bearing pyroxene-andesite) と類似の岩種である。

外觀　暗灰色、中粒、緻密或は粗鬆質で前十勝岳頂上に露出するものは表面赤褐色に變じ新火口底に露出するものは瓦斯のため著しく分解せられてゐる。長石 (2mm) 及輝石 (1mm) の斑晶が認められる。

顯微鏡下　結晶度, 組織共に前述熔岩に同じ。

斑晶　斜長石——劈開片で n_1=1.559$_5$ (分散法に依る)、光學性は正、從つて Labradorite $Ab_{42}An_{58}$ に屬する。單斜輝石——劈開片で n_1=1.693 (普通の浸液法に依る)。紫蘇輝石——前述熔岩中の夫よりも多く存在する、多色性强く淡黃綠色 (c 軸に平行の方向) から淡褐色 (c 軸に直角の方向) に變る。

石基　無色玻璃中に針狀の斜長石、僅少の輝石及磁鐵鑛が認められる。

(E) 側火山熔岩

本熔岩は中央火口丘の北方 1000m の距離にある側火山から流出した十勝岳火山最後の熔岩流で側火山の西腹には其生々しい表面を露出してゐる。本岩は含橄欖石輝石安山岩 (Olivine-bearing pyroxene-andesite) に屬する。

外觀　黑色、多孔質の塊狀熔岩 (Aa lava) で長石 (2mm) の斑晶のみ見られる。

顯微鏡下　鏡下の性質は旣に述べた含橄欖石輝石安山岩 (Olivine-bearing pyroxene-andesite) の夫に類似する。

斑晶　斜長石——劈開片で n_1=1.558 (分散法に依る)、從つて Labradorite $Ab_{44}An_{56}$ に屬する、單斜輝石は劈開片で n_1=1.693 (普通の浸液法に依る) である。

石基　*Hyalopilitic*

(F)　中央火口丘の岩石

中央火口丘は高さ約 80m の cinder cone であつて安山岩の岩屑、火山灰等の堆積した小丘で、火口壁で明瞭な層理を露してゐる。岩屑は噴出瓦斯に依つて著しく分解せられ、硫黄の結晶及昇華物の白色皮殻を有するものが多い。火口中の岩屑を顯微鏡下で見ると各成分鑛物は分解せられ黄鐵鑛が多量に結晶し、間隙には石膏（?）が多い。

岩石が酸性瓦斯に依つて著しく分解せられた事實は殆ど全部輕石様の珪酸のみとなつた物質が見出されることから判斷せられる。該物質は中央火口丘最高點の東側に約 12cm の厚さをなして見出された淡黄色の一見輕石或は硫黄の細粉の如くに見えるものである。(1) 是は今回の拋出物の下にあつて一局部に限られてゐるから今回新に拋出せられたものではない。分析の結果其成分は次の如くであつて硫黄は痕跡に過ぎないし、輕石としても了解出來ないものである。是は大部分水と珪酸とから成つてゐるので opal に類似した成分を持つてゐる。（分析田中專三郎氏）

	(Wt.%)				
SiO_2	77.68	H_2O (+)	5.47	SO_3	0.30
Al_2O_3	1.27	H_2O (−)	9.03		
Fe_2O_3	0.70	TiO_2	4.17	Total	98.62

尙 MgO, CaO, Na_2O, K_2O, MnO, P_2O_5 等の痕跡を有する。故に是は噴氣孔から噴出する亞硫酸瓦斯が岩石に作用し、岩石成分の大部分は可溶性の硫酸鹽類となつて去り、不溶解な SO_2 及 TiO_2 が殘り、其他の微量と水分の多量とを含む物質となつたのである。顯微鏡下では透明な非結晶質で極めて稀に長石の結晶片が認められる。

今回の爆發の際飛散した火山灰は大部分舊岩屑から導かれたものであつて顯微鏡下では斜長石 (Plagioclase), 輝石 (Pyroxene) 及玻璃より成り、尙黄鐵鑛を多量に含み、田中專三郎氏の分析によると 4.0% 乃至 8.92% の游離硫黄を含んでゐる。

(G)　最新熔岩火山彈

最新熔岩火山彈は今回の爆發の際最後の拋出物として火口の內外約 280,000m^2 の域內に散亂してゐる。此熔岩は含橄欖石輝石安山岩 (Olivine-bearing pyroxene

(1)　地質調査所の佐藤戈止氏が採集せられ、筆者に分與せられたものである。

andesite) に屬し側火山熔岩に類似してゐる。

外觀　暗黑色で玻璃光澤を帶び、著しく多孔質である。稀に稍緻密な甎塊殻狀火山彈も見出される。玻璃光澤の長石 (3mm 及輝石 (1mm) の斑晶がある。

顯微鏡下　結晶度：半晶質、等結晶質 (*Hypocrystalline Hyalocrystalline*)

〃　組織：斑狀、等斑晶質 (*Porphyritic, Sempatic*)

斑晶　斜長石——自形及亞自形の短柱狀結晶で Albite type 又は Carlsbad type の双晶をなし、結晶周邊で累帶構造を示すことがある、劈開片で $n_1=1.558$ (分散法に依る) 從つて Labradorite $Ab_{44}An_{56}$ に屬す、多量の褐色玻璃を蜂巢狀に包裹してゐる。單斜輝石——帶褐綠色の自形結晶であつて、劈開片で $n_1=1.692$, $n_2=1.710$ (普通の浸液法に依る)。紫蘇輝石——多色性強く綠色 (c 軸に平行の方向) から綠褐色 (c 軸に直角の方向) に變る。橄欖石——小粒で輝石に圍繞せられ或は不規則な殘晶をなすものが多い。

石基　褐色玻璃で中に斜長石の針狀結晶がある。玻璃の屈折率は 1.520(普通の浸液法に依る) である。

化學成分　本熔岩の化學分析の結果、夫から算出した標準鑛物成分 (Norm) 及びオサン氏式 (Osann's formula) は次の如くである。(田中專三郎氏分析)

	Wt.%	Mol. No.
SiO_2	53.93	898
Al_2O_3	18.39	180
Fe_2O_3	3.11	19
FeO	6.21	86
MgO	4.10	102
CaO	8.83	157
Na_2O	2.40	39
K_2O	1.43	15
$H_2O_{(+)}$	0.14	—
$H_2O_{(-)}$	0.03	—
P_2O_5	0.15	2
TiO_2	1.25	16
MnO	0.19	1
Total	100.16	

Norm.			
Q	8.34		Sal
Or	8.35	F	Sal
Ab	20.45	F	Sal
An	35.04	F	Sal
Di	6.35	Fem	
Hy	14.11	Fem	
Mt	4.40	Fem	
Ap	0.34	Fem	
Il	2.43	Fem	

Ratio:

$$\frac{Sal}{Fem}=2.64$$

$$\frac{Q}{F}=0.13$$

$$\frac{Na_2O'+K_2O'}{CaO'}=0.42$$

$$\frac{K_2O'}{Na_2O'}=0.38$$

Osann's formula　$s=59.61$,　$A=3.52$,　$C=8.21$,　$F=16.93$,　$n=7.21$,
$a=3.7$,　$c=8.6$,　$f=17.7$,　$k=1.1$

故に此岩石はアメリカ式の標式では II, (4) 5, 4, 4 即ち *Hessose* 岩 (C.I.P.W.) であつて、本熔岩は下部熔岩の橄欖石輝石安山岩 (Olivine-pyroxene-andesite) と

分類上略同位に在る。 Normative plagioclase $Ab_{36}An_{64}$ は斑晶を成す Modal plagioclase $Ab_{44}nA_{56}$ より基性である。

熔岩各論總括

十勝岳火山を構成する熔岩は橄欖石輝石安山岩 (Olivine-pyroxene-andesite), 含橄欖石輝石安山岩 (Olivine-bearing pyroxene-andesite), 輝石安山岩 (Pyroxene-andesite) 及び角閃石輝石安山岩 (Hornblende-pyroxene-andesite) に分類せられる。基性の安山岩が大部分を占め、稍酸性の角閃石輝石安山岩 (Hornblende-pyroxene-andesite) は産出狀態の不明な塊狀熔岩として十勝岳火山山頂にのみ露出する。十勝岳火山初期の熔岩と最新熔岩とは化學成分から見ると略等しく、C.I.P.W. の分類では *Hessose* 岩に屬し吾國に多い *Bandaite* に比して基性で玄武岩に近いことを示してゐる。

坪井博士の考によれば

『カルクアルカリ岩漿の冷却する時には斜長石と有色鑛物とが同時に晶出することが普通である。此の兩鑛物は何れも固溶體であつて結晶の成長するに從つて其の成分を漸次に變化する。即ち初めは比較的熔融點の高い成分に富んでゐるが次第に熔融點の低い成分に富んで來る。火山岩は岩漿が結晶しつつある途中で噴出し急冷固結したもので其の斑晶は岩漿溜内で液中に存した結晶である。それ故同源の熔岩を數多くとつて比べて見れば一般に熔融點の高い成分に富める有色鑛物の斑晶は An に富める斜長石の斑晶と伴ひ熔融點の低い成分に富める有色鑛物は Ab に富める斜長石の斑晶と伴ふべきことが期待される。實際の場合に於て此の期待がどの位まで實現されてゐるかを檢することは岩石の成因を研究する上に大切なことであつて此の目的の爲めに諸熔岩中に相伴つて存する斜長石と有色鑛物との斑晶を詳細に決定することが望ましい。然るに有色鑛物の化學的組成に就いては不明なことが多いから目下の處では其の化學成分の代りに是に應じて變化する光學恒數をとつて斜長石と有色鑛物との隨伴關係を示すのが便利である。』 と

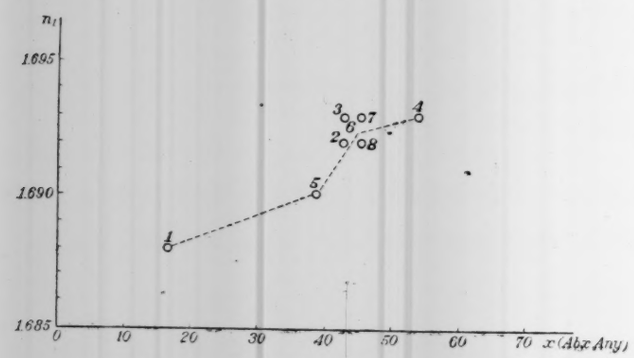
筆者は此の考に基いて十勝岳火山の諸熔岩に於ける斜長石の成分と是に伴ふ單斜輝石の屈折率とを測定した。斜長石を決定するには分散方法(1)により、單斜輝

(1) S. Tsuboi, "A Dispersion Method of Determining Plagioclases" Miner. Mag., 1923 S. Tsuboi, "A Dispersion Method of Discriminating Rock-Constituents, etc.," Jour. Fac. Sci., Imp. Univ. Tokyo Vol. 1, pt. 5,1926.

石の屈折率を定むるには自然光を用ゐ普通の浸液法によつた（攝氏 13°—15° にて）。從つて後者の値には小數點以下第三位で 1 乃至 1.5 の誤差はあらう。其の結果は各熔岩記事の中に既に擧げた。

次の表は是等を一括したものである。尙斯くて定めた斜長石と單斜輝石との隨伴關係を圖示すれば下圖の如くである。圖では横軸に斜長石の分子百分率をとり縦軸に單斜輝石の劈開片に於ける屈折率（n_1）をとつてある。

十勝岳火山熔岩		斜長石 (Plagioclase) n_1	單斜輝石 (Monocl. pyroxene) n_1
下部熔岩	(1) 橄欖石輝石安山岩 (Olivine-pyroxene-andesite)	1.572 ($Ab_{16}An_{84}$)	1.688
	(2) 含橄欖石輝石安山岩 (Olivine-bearing pyroxene-andesite)	1.559 ($Ab_{42}An_{58}$)	1.692
上部熔岩	(3) 含橄欖石輝石安山岩 (Olivine-bearing pyroxene-andesite)	1.559 ($Ab_{42}An_{58}$)	1.693
	(4) 角閃石輝石安山岩 (Hornblende-pyroxene-andesite)	1.553 ($Ab_{53}An_{47}$)	1.693
前十勝熔岩	(5) 含橄欖石輝石安山岩 (Olivine-bearing pyroxene-andesite)	1.561 ($Ab_{39}An_{61}$)	1.690
	(6) 輝石安山岩 (Pyroxene-andesite)	1.559 ($Ab_{42}An_{58}$)	1.693
側火山熔岩	(7) 含橄欖石輝石安山岩 (Olivine-bearing pyroxene-andesite)	1.558 ($Ab_{44}An_{56}$)	1.693
最新熔岩	(8) 含橄欖石輝石安山岩 (Olivine-bearing pyroxene-andesite)	1.558 ($Ab_{44}An_{56}$)	1.692



數字は熔岩の噴出順序を示す　（横軸は斜長石に於けるAbの分子百分率、縦軸は單斜輝石の屈折率）

十勝岳火山の各熔岩が成因的に相關係してゐるものであることは野外觀察から明瞭であるが、斜長石及び單斜輝石には上圖に示した様な關係が得られた。各熔岩には噴出口の異なるのもあるが同一岩漿から導かれたものと考へられ、斜長石及び單斜輝石の光學的性質が上圖に見る様に可なり廣い範圍に亘つて變化を示してゐることは是等の熔岩の流出が岩漿冷却過程の短い一時代に限られないで、其長い時代に亘つてゐることを示すものと解釋せられる。

第一圖版

第一圖　前十勝岳より新爆發火口を望む

Fig. 1　The somma and the new explosion-crater of the Tokachi

第二圖　十勝岳火山頂上より新爆發火口を望む

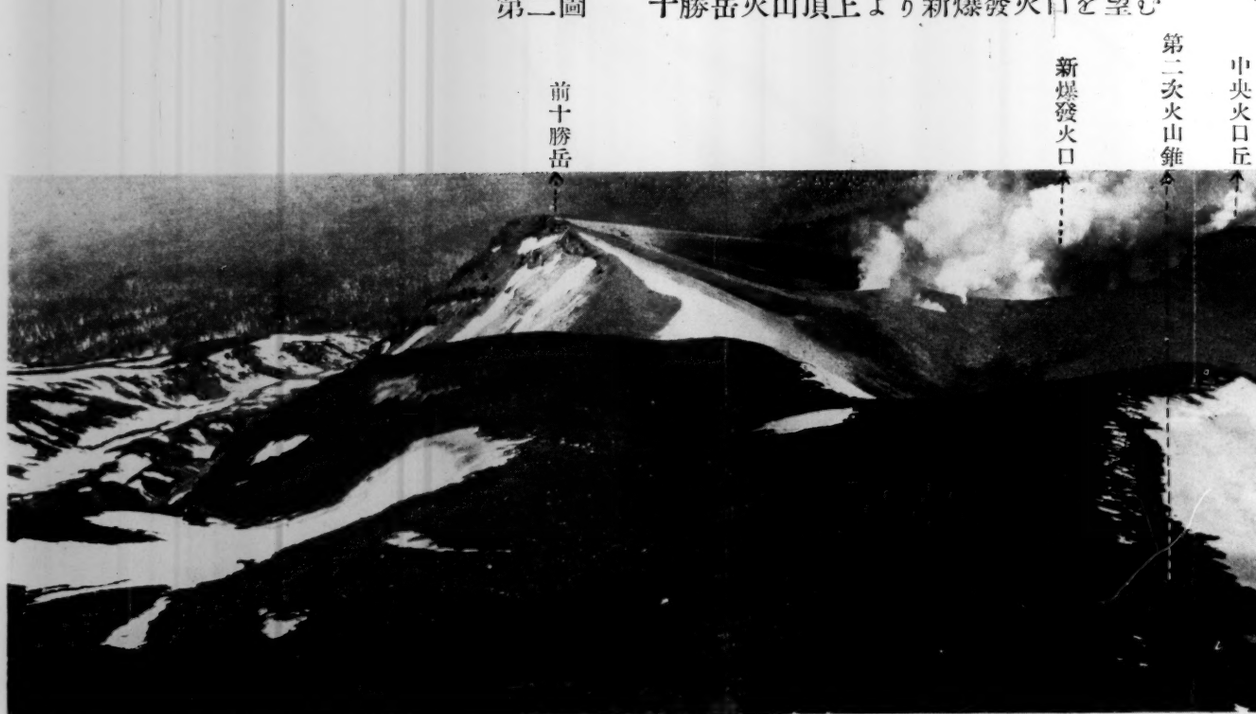
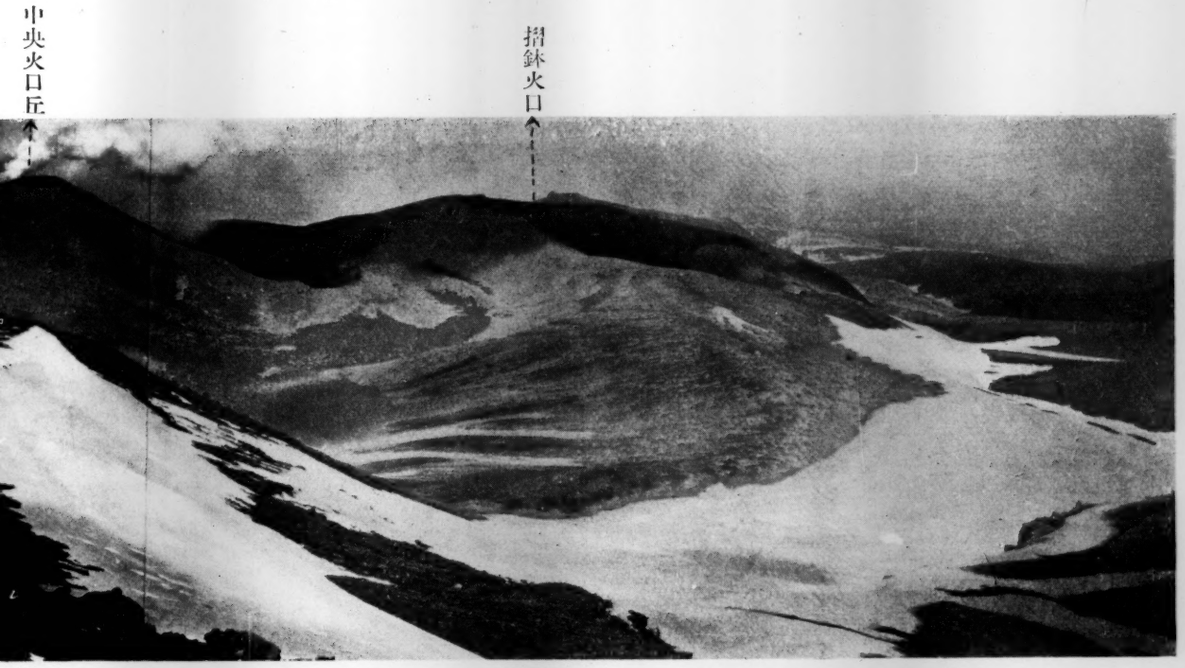


Fig. 2　The central cone and the inner somma viewed westw

Plate I

achidake Volcano viewed northward from Mae-Tokachidake



vestward from the summit of the Tokachidake Volcano

第一圖　十勝岳火山頂上ヨリ六月三日正午頃ノ小爆發ヲ望ム

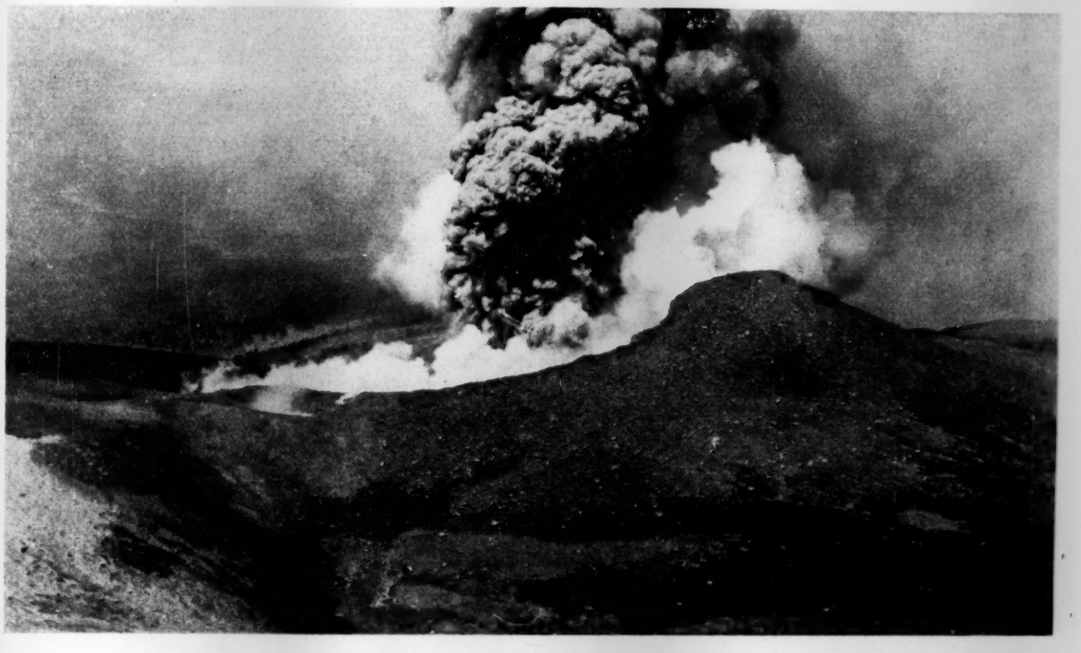


Fig. 1　Small eruption on June 3, 1926, as seen westward from the summit of the Tokachidake Volcano

第二圖　新爆發火口内部

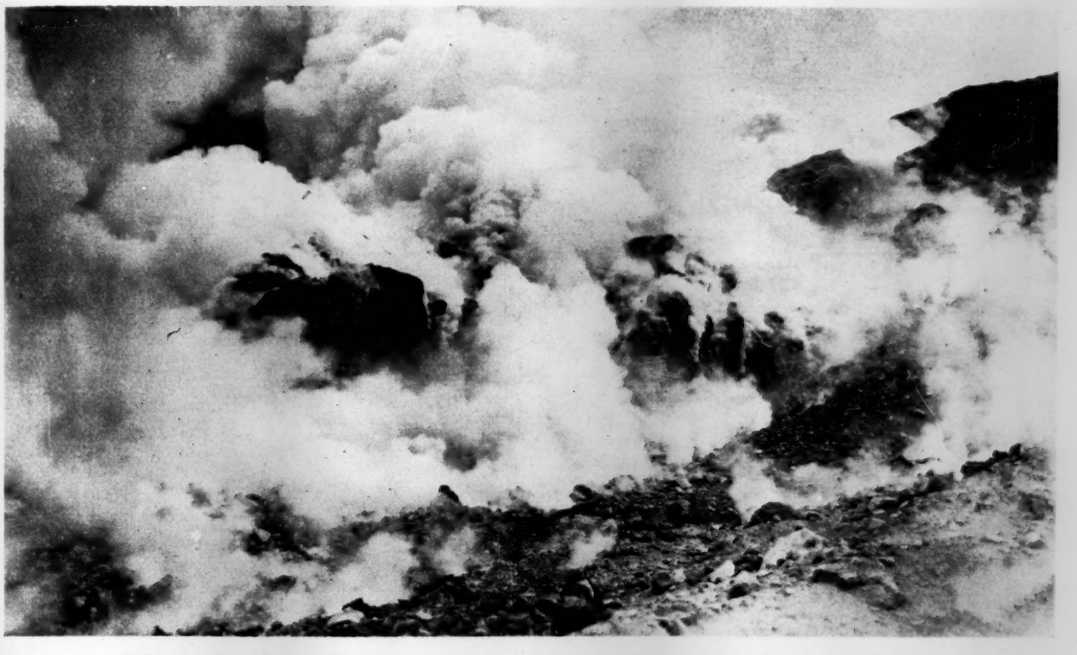


Fig. 2　Inside of the new explosion-crater of the Tokachidake Volcano

第一圖　北西斜面 hot avalanche 堆積物中に現れたる噴氣孔

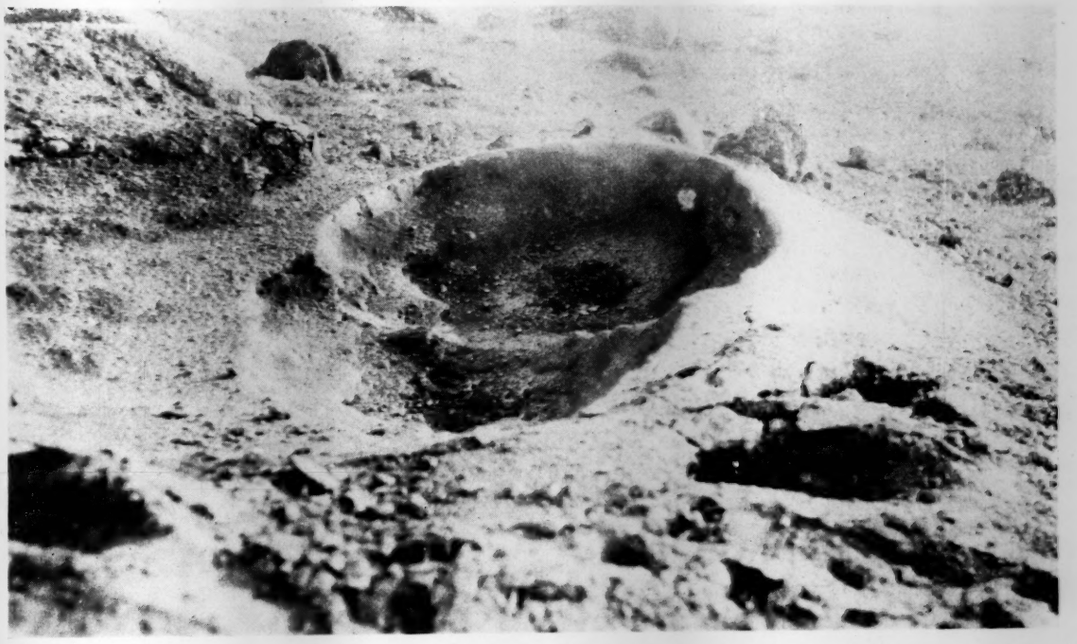


Fig. 1 Fumaroles formed by the recent eruption on the western slope of the central cone (Note small cones built of volcanic ejecta)

第二圖　大爆發火口東壁の積雪上に落下せる火山抛出物

Fig. 2 Volcanic ejecta over the snow on the inner slope of the somma of the Tokachidake Volcano

第四圖版　　Plate IV

第一圖　十勝岳火山の西北斜面、泥流の通過せし跡

Fig. 1 The western slope of the Tokachidake Volcano showing the area devastated by the recent eruption

第二圖　同　上

Fig. 2 Ditto

第五圖版　　Plate V

第一圖　十勝岳火山西北斜面、泥流の通過せし跡

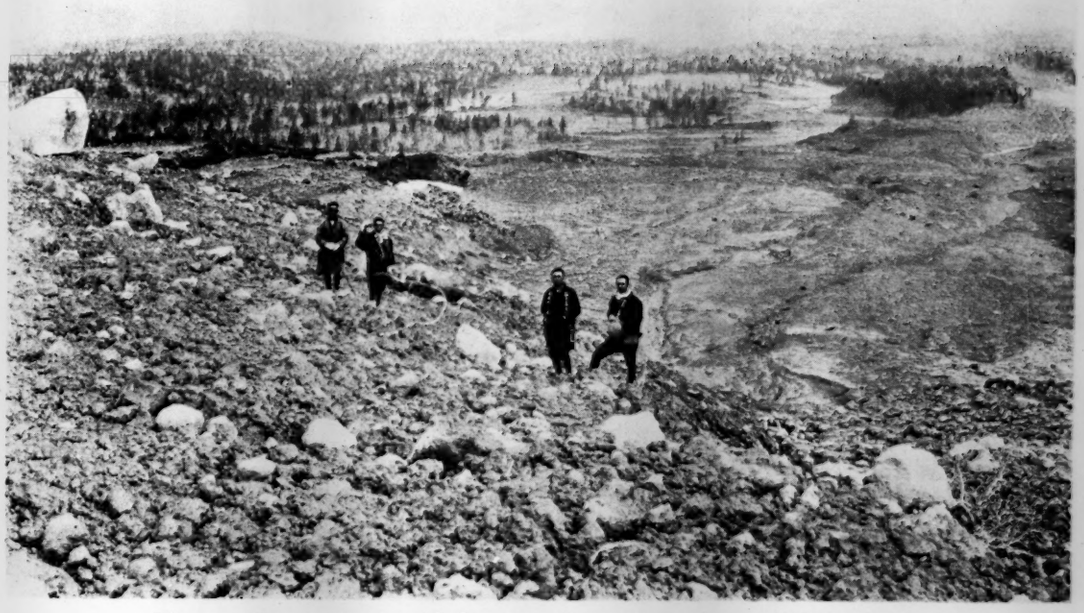


Fig. 1 The path of mud flows on the western slope of the volcano
(The mud flow on the foreground is the primary one)

第二圖　泥流によつて倒され且運ばれて上富良野盆地に堆積せる樹木

Fig. 2 Timbers piled on the floor of the Kami-Furano Basin, carried from the western slope of the volcano by the mud flows

第六圖版　　Plate VI

新に拋出せる火山彈

Fig. 1

Fig. 2

Fig. 3

Bombs ejected by the recent eruption

十勝岳火山岩石及基底流紋岩の顯微鏡寫眞

Fig. 1 基底紋[illegible] 雲母角閃石流紋岩
(Bio[illegible]nde-rhyolite)
×30

Fig. 2 下部熔岩 橄欖石輝石安山岩
(Olivine-pyroxene-andesite)
×30

Fig. 3 上部熔岩 角閃石輝石安山岩
(Hornblende-pyroxene-andesite)
×30

Fig. 4 前十勝熔岩 輝石安山岩
(Pyroxene-andesite)
×30

Fig. 5 [illegible]火山熔岩 含橄欖石輝石安山岩
(Olivine-bearing pyroxene-andesite)
×30

Fig. 6 最新[illegible]岩火山[illegible] 含橄[illegible]石[illegible]
(Olivine-bearing pyroxene-ande[illegible])
×30

Microphotographs of the rocks of the Tokachidake Volcano
(with one basal rhyolite)

Fig. 1 黒雲母普通角閃石斑糲岩
(Biotite-hornblende-rhyolite)

×30

Fig. 2 下部橄岩 橄欖石輝石安山岩
(Olivine-pyroxene-andesite)

×30

Fig. 3 上部橄岩 角閃石輝石安山岩
(Hornblende-pyroxene-andesite)

×30

Fig. 4 前十橄橄岩 輝石安山岩
(Pyroxene-andesite)

×30

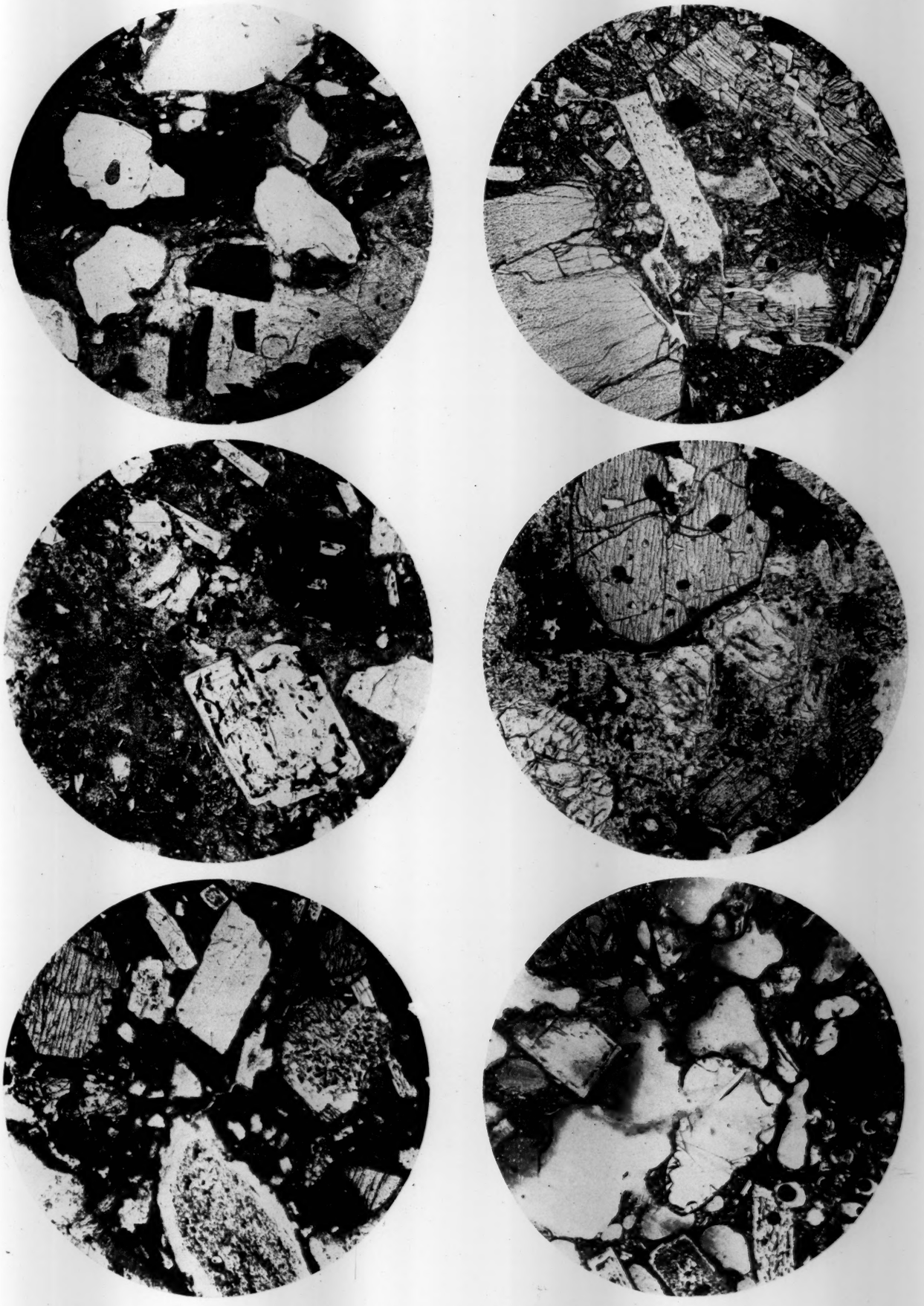
Fig. 5 畑火山橄岩 含橄欖石輝石安山岩
(Olivine-bearing pyroxene-andesite)

×30

Fig. 6 畳新橄岩火山礫 含橄欖石輝石安山岩
(Olivine-bearing pyroxene-andesite)

×30

十勝岳火山岩石及基底流紋岩の顯微鏡寫眞



Microphotographs of the rocks of the Tokachidake Volcano
(with one basal rhyolite)

大正十五年五月二十四日爆發

降灰區域
Area covered with ash

岩屑散乱區域
Area studded with ejecta

火山彈散乱區域
Area studded with new bombs

崩壞物
Avalanche

第一次泥流
Primary mud flow

第二次泥流
Secondary mud flow

側火山熔岩
Lava of the parasitic cone

火山岩屑
Debris

集塊岩及火山岩屑
Agglomerate & debris

前十勝熔岩
Mae-Tokachi lava

上部熔岩
十勝岳熔岩
(佛閃石輝石安山岩)
Tokachidake lava
Hornb-pyr.-andesite

外輪山熔岩
(含橄欖石輝石安山岩)
Somma lava
Oliv. bear. pyr. andesite

下部熔岩
含橄欖石輝石安山岩
Oliv. bear. pyr. andesite

橄欖石輝石安山岩
Oliv.-pyr.-andesite

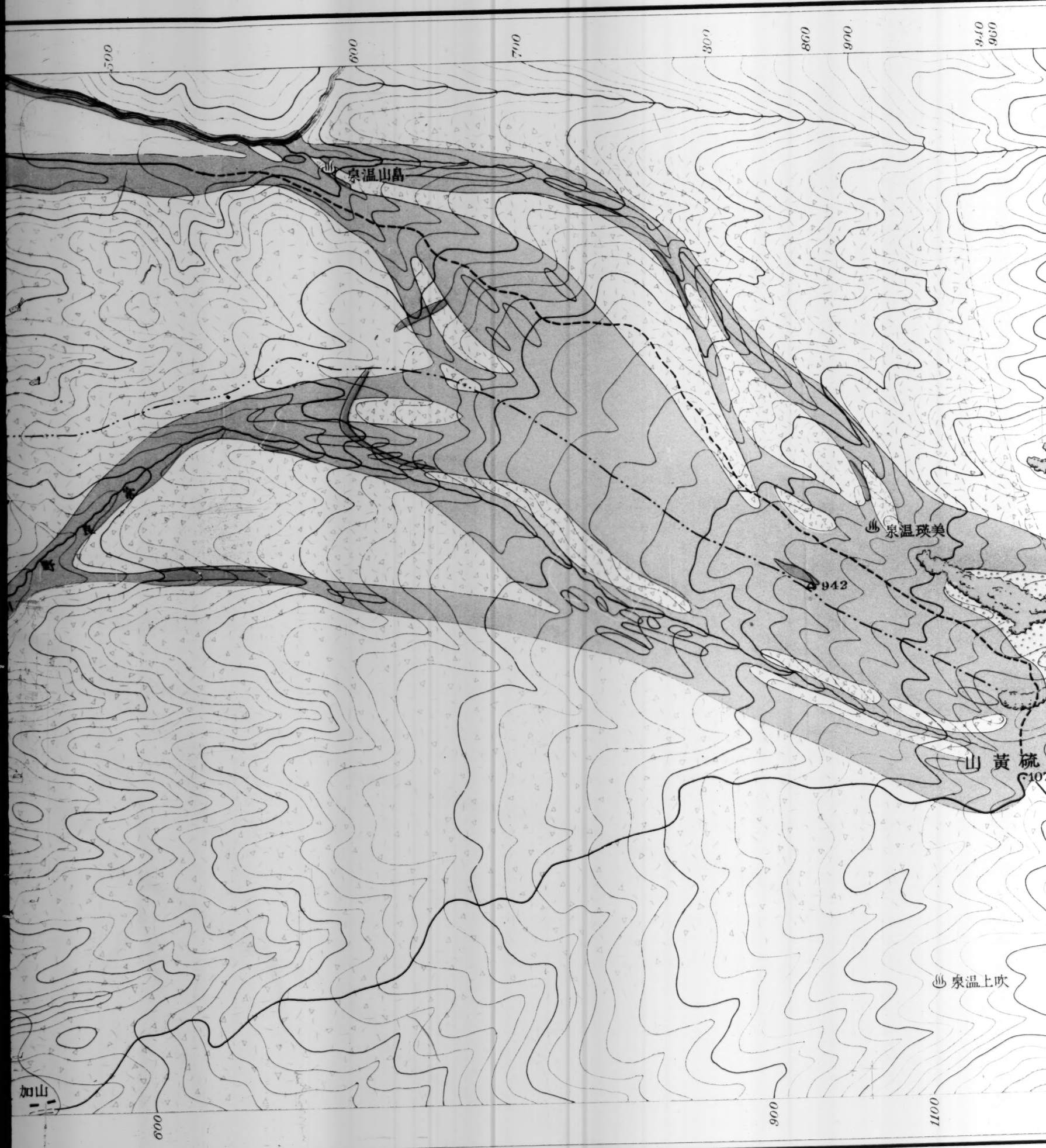
流紋岩及凝灰岩
Rhyolite & tuff

爆發火口
Explosion crater

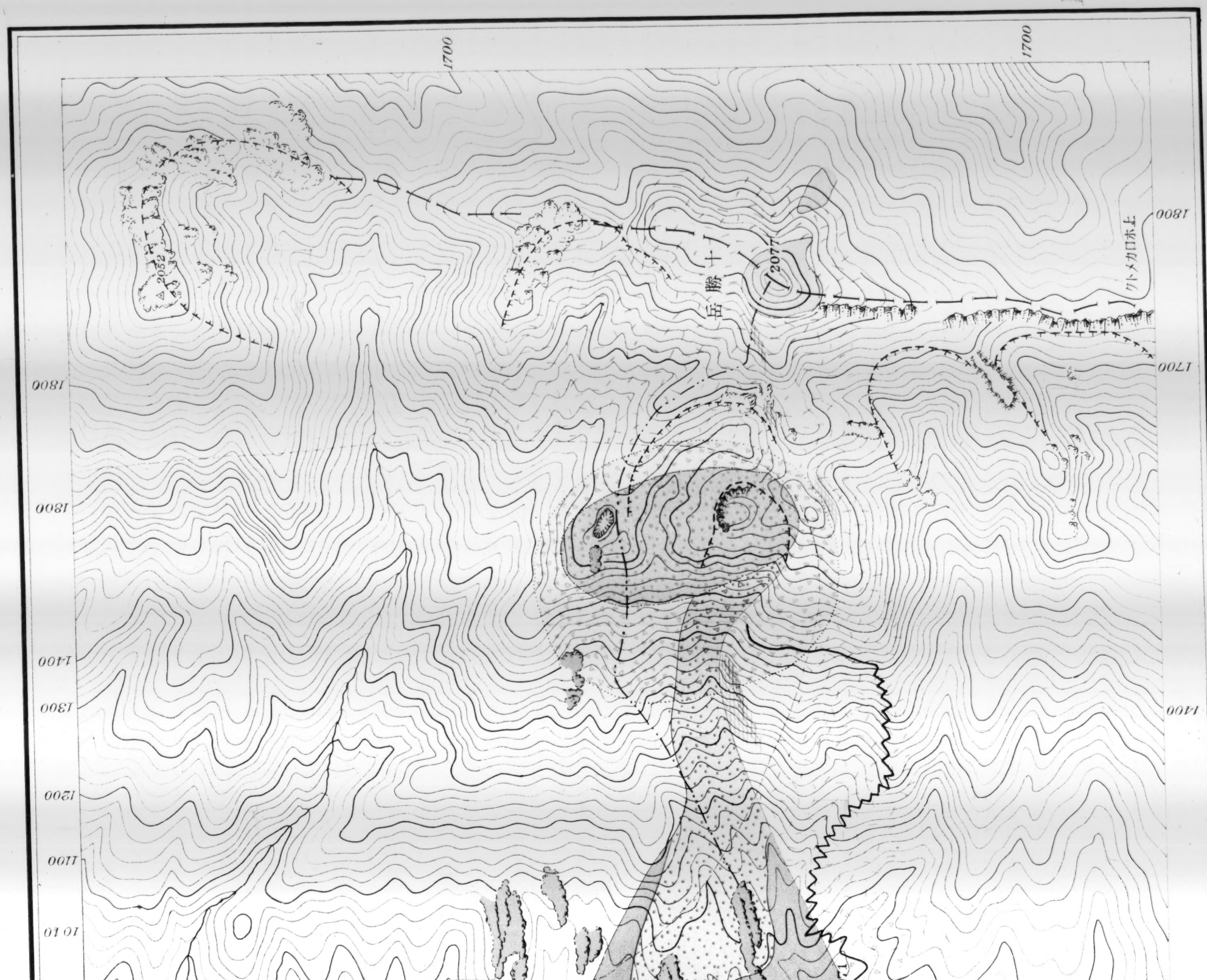
十勝岳地質略圖

700
800
860
900
940
960
1040
1100
1200
1300
1400
泉温瑛美
942
山黄硫
1071
泉温上吹
900
1100
1400

十勝岳地質略圖



縮尺二万五千分一



琵琶湖附近の地形と其の地體構造につきて

所員 山崎直方
所員 多田文男

第一 緒言 山崎直方

第二 琵琶湖北部地帶の地形學的斷層構造 多田文男

On the morphorology and tectonics of the districts near the Lake Biwa

By

Naomasa YAMASAKI and Fumio TADA

The Earthquake Research Institute

I. Introduction N. Yamasaki

II. Fault topography of the region to the north of the Lake Biwa F. Tada

Abstract

Between the northern shore of the Lake Biwa and the Bay of Wakasa, there is a tract of land, which joins the plateau of Tamba to the west and the mountains of Mino-Kaga to the east. It is a low mountainland and its greatest elevation scarcely exceeds 900 m. This district is traversed by many dislocation lines in the meridional direction, which make a series of uplifted and tilted blocks and narrow rift valleys.

The physiographic history of this region may be divided into three periods of quiescence, each of which is specified from the others by the orogenic stage. In the first period of quiescence, the area was reduced to a peneplain which remains at present as a flat surface on the top of high peaks after later upheaval. At the end of this period, crustal movement occured and the surface of the peneplain uplifted about 500 m high. Then it was traversed by faults which trend north to south. In consequence of the deformation, the numerous valleys were developed running to the south. During the second period of quiescence,

these valleys became broad and open, and mountains acquired rounded slopes and mature characteristics. At the end of this period, relatively uniform uplift of 300-400 m took place, accompanying some faults in the directions of the older ones. It was succeeded by the rejuvenation of erosion, and the lower course of the mature valleys, which were developed in the preceding period, became narrow and steepsided cannyons, cutting down their floor to the present base level. They represent the third period of quiescence. The repeated minor movements of this period are well represented at present by river terraces, uplifted and submerged shorelines. Many young fault scarps have been formed cutting the terraces and coastal plains of Quaternary gravel.

In this paper, one of the authors endeavoured to find geomorphologic faults in this region and to try to classify and to map them to active and dead faults. The former is defined to be the post-terrace faulting. The principal faults with their trends and scarps are given in accompanying figures and maps.

第一　緒　言

山崎直方

地震の頻繁に起る地方に向つて地震帯なる名稱が與へられてあるが此等の地方は又自から特殊の構造と地形とを具へて地震の起ることが決して偶然でないことを明かにしてゐる、關東地方の如き其の適例であつて單に之を一地方として見るのみでなく其の局部に就て見るも亦其の然るべきを首肯し得べきもの少なくない例之數多の傾斜地塊から出來てゐる房總半島が其の近海から屢震動を受ける外に又小田原附近には所謂小田原地震として幾回かの强震烈震の記錄を止めてゐるのも畢竟それが相模灣底の深溝に連れる酒匂川地溝帶上に位せるに因ることに依て明かに說明されてゐるのである。從來記錄の上から調査して得たる地震地帶なるものは旣に故大森博士によりて試みられたるものがあつて博士は之を其の本邦大地震概說[×]中に於て分類し詳述されてゐる。博士は此等の地帶中に本邦中部(琵琶湖附近)の震原地帶なるもの作り琵琶湖を圍める三角形の地方を以て之に充て其の各周邊に沿ふて震原の殊に多きことを史上に於て指摘し其の原因につきては本邦の島弧が東北部に於ては屈曲の中心を日本海に有して東南方を凸面とすれども、西南部に在りては屈曲の中心を南海道の海底に有して西北方を凸面とするの

× 震災豫防調査會報告　第六十八號乙

傾向があり、此の相反對せる屈曲弧の接觸點とするは近江伊賀等の地方なれば、此處に於て地形地勢が錯雜して琵琶湖を生じ、伊勢海、敦賀灣等の出入を呈する結果に徵するも畿内及び附近の地に於ける大地震の震原地帶と琵琶湖とは何等かの關係有るべきの理なるべしとの意を漏されてゐる。

抑も琵琶湖附近の地が地震と特殊の關係ある斷層的地形に富むことは洵に顯著なる事實であつて琵琶湖其のものが既に廣大なる陷落盆地であるのみならず其の四周の地には各種の斷層山脈や地溝や斷層角崖地等が到處に認むることを得られ又其等の陷落地帶が記錄や實見に徵せらるゝ震原地と常に相一致するのを見るのである。大森博士は單に本洲を單一なる島弧として說かれたけれど精確に云はば此の琵琶湖地方は本邦を構造する大弧の一なる南彎の凸面を東南に向けて最も屈曲せる部分に位してゐるのである。此の屈曲に伴ふて縱橫の破綻が多く造られたことが抑も此の地方の地形の根本的構造をなすに至つたものである。縱に走るもの、即ち弧形に平行して走るものでは瀨戸内海陷落帶の系統に屬して其の東端をなせる大阪灣及び大阪平野があり、其北を擁する摩耶、六甲の山脈若しくは丹波臺地の南端の如きは長く相連り截然たる斷層崖をなして之に臨んでゐる。又同高原の北端にある熊川斷層崖や伊賀上野盆地の北を走れる伊賀斷層崖の如きも何れも亦此縱走破綻線中の顯著なるものである。一方に於て橫走するもの、即ち弧形に交錯して走るものは其の數更に多く、且つ其の破綻線の方向は弧の彎曲するに從ひ之に直交して走らんとするの傾向あるを以て自から凸面たる太平洋側に向て放射し、凹面たる日本海方面に收斂せんとする傾向あるを見るべく、即ち此の地方の西部に於ては略々南北に走りて金剛、生駒若しくは比良、比叡等の地壘山脈と其間に挾まりて山城大和の地溝盆地をなし、東部に於ては斜に北北西より南南東に走れる敦賀灣と伊勢灣とを連結せる一大破綻帶を造り、更に之に伴ふて大小數多の斷層線の走るを見るべく、琵琶湖の北部に於ては殊に其の著るしく發達せることは後項に於て詳述する通りである。

今爰に特に注意を請はんとするものは此の琵琶湖以東の地域である。本洲島は其幅の廣かるべき此の中部地方に於て、南北兩方面よりせられたる極めて著るしき切り込みによりて、其の海岸線が陸地に向て奥深く刻まれてゐる、即ち日本海岸に於ては敦賀灣が長く浸入し、太平洋方面からは伊勢灣が更に長く灣入してゐるのみならず其の北端は更に低平なる濃尾平野に連りて、遠く美濃山地の南端に

及んで急に止つてゐる。此の南北二灣の盡頭を連ぬる直線を引かば其の距離僅かに八八粁に過ぎないので、假りに兩方面に於て此の陷沒が無くして、一方には加能越の滑かなる海岸線を其のまゝ丹後半島に延ばし、又他方渥美半島を眞直に志摩半島に連結するものと想像せば、此の南北海岸間の距離は正に前者の二倍となるべく、如何に其の陷落の著るしきかを察すべく、況んや其の中間は更に琵琶湖の大陷落地の横はつてゐるのがあるので、寧ろ本洲は此の地方に於て切斷を免れて辛ふじて附着せるかの觀を與ふるものと見ることが出來るのである。

更に伊勢灣附近の地形を見るに此の海灣と琵琶湖盆地との分水嶺をしてゐる鈴鹿山脈は後にも述ぶるが如く明瞭なる地壘山脈であつて、更に其の東に横はつてゐる養老山脈は實に標式的傾斜地塊より成れるの斷層山脈であり、其の斷層崖は東方平野に向つて一直線をなして急斜し、其斜面に既に溪谷の若干が發達してゐるが而かも斷層面は三角崖をなして尚ほ好く捕捉することが出來る。そして其の後方斜面は西に傾いて鈴鹿山脈との間に廣き斷層角窪地を造り町屋川が之を灌漑してゐる。此の養老山脈鈴鹿山脈の北端は一旦關ヶ原の狹間に依て切れてゐるが其の北には直に伊吹、池田の山塊が再び高く聳へてゐて其の池田山塊が濃尾平野に臨む所は又極めて急傾斜をなし且つ養老山脈同樣に眞直に北に走つて此處で斷層をなしてゐるのである。大理石で名高い赤坂山も其の一部でそれが東端に於て急に平野に落ちてゐるのは東海道線の列車からも容易に看取することの出來ることである。そして此の斷層崖はやがて平野の盡頭から尚ほ北に延びて美濃山地に入つてゐるが揖斐川の上流は實に此の斷層谷から注で來てゐるのである。

此北方の山地が斷層谷によりて切られてゐることには更に顯著なる一例がある。即ち揖斐川溪谷に平行して東方に隣れるものは有名なる根尾谷であつて、明治二十四年には濃尾大地震を伴へる大斷層が爰に繰返されて、更に此處から平野に出で東南の方向に走たことは今尚吾人の記憶に新らしいことである、換言すれば此の根尾谷斷層は廣大なる伊勢灣陷落地帶の北端に於て更に海灣の中軸線の方向を追ひ山地深く造られたものであつたのである。

此等の構造線と地震との關係は彼の養老鈴鹿兩山脈の中間にある町屋川流域の斷層角窪地並に之に連なれる地方に於ても亦著しく顯はれてゐる。今村明恒博士×

× 震災豫防調査會報告七十號　明治四十二年姉川地震調査報告

は此地帶に於て明治三十年代に起りたる地震の例を擧げ、就中明治三十六年七月の菰野地方に起つたものは强震の著るしきものであつた。此の窪地の軸線を遠く延長せば實に略々南三十度東より北三十度西に向つて進むことゝなり該線上には更に顯著なる斷層線を陸續追跡するを得べく、又其の附近には屢强震の記錄を存してゐるのを見るのである。即ち町屋川窪地より分水嶺を越へ近江の琵琶湖盆地に出で北國脇往還伊吹山麓に沿ひ姉川を渡り西北に進むときは此の地方は明治四十二年八月江濃地震又は姉川地震と稱する烈震を起したる震源地と目せらるゝ所であつて斷層こそ地表に現はれはしなかつたが小藤博士[×]は所謂淺井斷層なるものに略平行して其北に伊吹山の北を弧狀をなして走れる起震帶を想定してゐる。要するに此の地方は美濃山地の西端急に琵琶湖盆地に盡くる所であるから其の陷落盆地の邊緣であり此等の地變を繰返す可能性のあるは疑を容れざる所である。

此の新らしき烈震の活動地より更に北進すれば木ノ本町より以北は余吳川の谷に沿ふて進むべく、其の長く且つ尙ほ新しき顯著なる構造谷であることは東側の斷層崖の地形を見ても察するを得べく、余吳川の上流は柳ヶ瀨で盡くるも、谷の方向は其まゝ一直線に走つて遠く木の芽峠附近に至るを見るべく、同種の斷層は更に又敦賀灣の東北岸に現はれ依然北三十度西の方向に進んで干飯崎の岩角に至るまで截然直走して險崖直に海に傾いてゐる。斯の如く終始略々一貫して顯著なる斷層が此の地方を橫斷せることは頗る注意すべき現象であつて、曩に今村博士が此の附近に數多の震原を指摘したのも無理ならぬことでなる。而して此の主斷層線の外に敦賀附近に於ては之と平行して走れる數多の斷層線あるを見るべく、敦賀灣の西を擁する半島の北端は之が爲めに小地壘と地溝とを造り、また半島の頸部には細長き花崗岩の地壘丘陵を平野の中に突出してゐるものあり、更に西南には野阪岳、矢筈山などが同種の斷層によりて切られ共に東北に向て斷層崖を向けてゐる。若し夫れ琵琶湖の北岸地方に於ては單に地形圖を瞥見したのみでも其の地形の異常なるを想はしむるものがあるが、親しく其の地に臨むときは更に著るしく其の斷層地形の顯著なるのみならず、更に之に伴はれて發達せる段丘によりて湖盆との關係を判斷するの資材を提供するものがあるのである。

吾人は地形と地震との關係を探るに當りて此の地方を以て最も適切なるものゝ

× 震災豫防調査報告第六十九號　地質學上の見地に依る江濃地震

一たるを信じ漸次其の研究の歩を進めつゝあるのである。殊に琵琶湖北部の地方は多田助教授の數回踏査された所であり、予も亦數日氏と其の行を共にしたことがあるのである。今同助教授が其の調査の報文を公にせらるゝに當り爰に吾人研究の要旨を述べて緒言とする次第である。

第二　琵琶湖北部地帶の地形學的斷層構造

多田文男

一　序　論

近時地質學者竝びに地形學者によつて斷層を活斷層 (Active Fault) と死斷層とに分かつ事が試みられて居る。活斷層とは地質學的に近代迄その運動を續けたる斷層であり、且今後も尙變位を繰返す可き懼のある斷層を意味し、死斷層とは全く運動を止めたる斷層を指す。從つて活斷層地域は地震危險區域であり、安否の問題に就いて活死斷層の識別は活死火山を識別すると同樣重要な問題である。

火山に於ては、屢々破裂し且平時に在りても噴煙の著しき火山を活火山と云ひ、一回若しくは數回噴火の記錄を有するも長年月間靜穩に過ぎたものを休火山と云ひ、噴火の記錄を有せず、又今後噴火の懼なき火山を死火山と云ふが然も一火山が果して活休火山なるか死火山なるかを識別する事は極めて困難である。大森教授[1]は歷史的に活動の記錄を有せざる火山に於てもその習性を見て、活死火山を分つ可きを說かれたが、その習性を調ぶ可き研究法を明示されて居ない。活動の記錄の多い火山に於ても活死火山を分つ事は容易ならざる故、まして斷層を伴なつた地震の記錄に乏しい時、活死斷層を區別する事は更に困難な問題である。

Wood, R. Willis[2] 等は地形的に現はれて居る斷層總てを活斷層と定義して居る。地形上判定せられる斷層は地質時代の上より、極めて近代に成生せられたるものに限られる。從つて地質的にのみ認められ、地震の原因となる可き、或は地震の影響によつて變位す可き可能性を失うた古き斷層と、地形的斷層とを區別する事は意義のない事でない。されど地形的に認め得る斷層の中にも既に活動を止めたる斷層も存す可き筈であり、從つて地形的斷層總てを活斷層とする事は廣き

1) 大森房吉　日本噴火志下篇　震災豫防調査會報告第八十九號　大正七年　九七－九九頁
2) R. Willis, Physiography of the California Range. Bull. Geol. Soc. Amer. Vol. 36, 1925 pp. 655–656.

範圍に過ぐるの感がある。

茲に於て地形的斷層を更にその成生の時代によつて新舊二つに分つ事が考へられ、その方法として地形的方法と層位的方法とが考へられる。辻村助教授、渡邊、今泉兩氏の研究によつて成つた本邦火山分布圖によれば開析の進みし火山であつて、活火山たるものは認められぬと言う。之を逆に見て開析の進まざる火山は總て活火山なりと言へば誤であらうが、開析の進まざる火山をとつて活火山の存する可能性の多い範圍を決定する事が出來やう。斷層の場合にも活死斷層を侵蝕の程度によつて定める事が全然無意味ではないと考へられるが、開析の速度は氣候、起伏、岩石の性質、斷層作用の性質等の諸原因によつて變化せらるゝを以つて相離れたる或は異なつた岩石地域の斷層を對比する事が危險であり、開析の程度を決定する事も困難なるを以つて完全なる活斷層決定法とする事は出來ない。

第二に層位的に活死斷層を分くる方法として辻村助教授[1]は Schenk の說に從つて、洪積期以後の新砂礫層、例へば扇狀地、河成段丘の堆積物を切る斷層を活斷層とする事を說かれて居る。只實地に於てかゝる小斷層を長く追跡する事の困難なると、小斷層の密度と地震危險區域との關係が複雜なる事とを考へられて此の證のみを以て地震危險帶を定める事は危險なりと論じられて居る。B. Willis の活死斷層を分くる方法は極めて曖昧であるがチリー西部に認められる斷層群が第四期の河成段丘によつて蔽はれる故を以つて之を死斷層に入れて居る點より、辻村助教授の說と較々同じものと推せられる。

要するに活死斷層を決定す可き方法は未だ確實なるものがなく、今後の研究に待つ可き問題である。

飜つて地震帶と地形的斷層系統との關係を見るに之も夙に辻村助教授[2]によつて論じられ、「本邦に於ては地震帶のある所、必ず斷層地形を見る」と說かれて居る。近畿地方の地震帶に就いて之を見るに更に「地震帶に沿うては洪積期後期に繰返されたる斷層が存する」と言う事も出來るように考へる。此故を以て逆に洪積期後期の斷層の存する所には必ず地震帶の存すると云ふ事は出來ないであらうがかかる斷層の存する地域を探究して成生の古き斷層のみを見る地域と區別し、

1) 辻村太郎　飛騨山脈の北端に於ける斷層崖の一形式　地理學評論　第二卷　大正十五年　六九一—六九二頁

2) 辻村太郎　西部日本南北兩帶の地形的特性　長野大正十二年五四—五五頁

地震の起る可能性の大なる地域の範圍を定める事は徒事でないと考へる。

此考へを以て本篇に於ては琵琶湖北部の地帶の地形的斷層構造とその斷層の新舊に就いて述べる事とした。琵琶湖北部の地帶は丹波高原と美濃加賀山地との間に介在し、數本の南北行の斷層によつて切刻まれたる陷落地帶であり、あたかも瀨戸內海陷落帶の北端に當り、日本の島弧は此陷落地帶によつて當に東西に二分せられんとせて居り、水平的肢節より云うも垂直的肢節より論ずるも本州中部に於て最も激しき地殼運動を受けた地帶である。而してその斷層群の中には洪積期以後にも其活動を續けた斷層の存する事が認められる。又歷史的にも地震の存したる記錄があり、あたかも此地帶に沿うて二條の地震帶が來たり重なつて居る。[1] 即ちその一は京都大阪地震帶とも稱す可きであつて、南は大阪附近より北は琵琶湖の西北邊を通つて敦賀の海岸に達する迄較北北東—南南西の方向をとつて走つて居り、その二は山城の東南端大和の東北端近江の南端より伊賀の北部を通じて加太越に至り、方向を北に變じて鈴鹿山脈の東端に沿ひ員辨の谷を經て關ケ原に出で伊吹山脈の西麓を通つて敦賀灣に至る地震帶である。此等より推して此地帶が近代迄屢々地震の行はれる地帶である事が知られる。

此地帶の構造は地質學上より小川教授[2]によつて、地震學上より大森教授[3]によつて研究せられたが、地形學的には夙に S. Cushing[4] によつて略述せられ、後に辻村助教授[5] によつて詳論せられて居り、同助教授の琵琶湖斷層系の北部に當つて居る。

本篇に於ては斷層は地表に表はれた地形即ち斷層崖、斷層谷によつて決定し、斷層の新舊を知る爲には次の三つの方法を用ひた。即ち第一には海岸、湖岸に於て隆起、沈降の地形を見て此等の運動と斷層運動との關係を知り、第二には斷層

---

1) 大森房吉　本邦大地震概說　震災豫防調查報告　第六十八號乙　明治四十三年　一六四—一六五頁
今村明恒　安政元年夏の地震　,,　第七十七號　大正二年　一四—一六頁
2) 小川琢治　日本群島地質構造概觀　地質要報　第十九輯　明治三十九年第一號　四五—五三頁
3) 大森房吉　本邦大地震概說　前出
4) S. Cushing:— Coastal Plain and Block Mountains in Japan. Ann. Assoc. Amer. Geogr. Vol. 3. 1913. pp. 43–61.
5) 辻村太郎　斷層谷の性質並に日本島一部の地形學的斷層構造　地理學評論　第二卷　大正十五年　二〇七—二〇八頁

谷に於て扇狀地或は河成段丘の分布を調べて斷層が此等第四期の新砂礫層を切るや否やを調べ、第三には地殼運動が如何に既存の川に影響を及ぼせしかを調べた。古き地殼運動は川の配置に變化を及ぼし、新しき地殼運動は川の平衡曲線に變化を與へる。之によつて地殼運動の新舊を知らんとしたのである。

此調査は大正十一年夏、大正十五年一月及び同年四月に於て合計三週間半の日子を費して行はれたのである。

二　琵琶湖北部地帶の斷層構造

丹波高原は準平原の隆起して第二輪廻に在るものであり、從つて緣邊に於ては壯年的に開析せられた山地の地貌を呈するが、一旦高地に上れば波狀をなす平坦なる高原の輪郭を有して居る、此高原は西部綾部附近に於ては低夷な邱稜地をなし 500m を超ゆる峯が少いが、東に行くに從つて高度を增し、三國嶽附近に於ては 700—900m の高原となり、更に東して八瀨、市場の斷層谷を越して比叡、比良の兩山脈に到れば海拔 1000m を超ゆる峯線を有するに至る。此高原の東端は伊香立郡途中より大津の西に至る比叡山斷層崖と大溝より途中に至る比良岳斷層崖とによつて限られて、急に琵琶湖盆地に接し、北東端は小濱町より遠敷を經て熊川村に至る迄、北川に沿うて西北西より東南東に走る熊川斷層崖に依つて限られ、その北部は若狹灣の陷落帶となり、その東部は三國嶽、野坂嶽附近の稍〻低き高原地帶となつて居る。

一方遠く美濃加賀より 1000m 以上の高度と高原性の地貌とを有つて西に延び來たつた美濃加賀の山地は、近江に入つて北部は屏風山脈となり南部は伊吹山脈となり尙海拔 1300m の較々等高なる峯線を有し、その緣邊部の起伏は大であるが、然も山頂部には平坦面を頂だき、著しき峰の此上に聳ゆるものもなく、丹波高原と同じく準平原の隆起して第二輪廻に入れる山地なる事を示して居る。此等の山地の西南部は吉槻より伊吹に至り更に南する姉川谷、上草野より丹生に至る草野谷、竝に小室の入より南下する田根の谷等三—四條の南北に走る斷層谷[1]によつて刻まれ、齟齬斷層 (Splintered Fault) をなして次第に高度を失ひ、更にその西南端は越前近江の國境緣の木峠より柳ケ瀨、木ノ本を經て關ケ原に至り更に大垣の西北に達する迄琵琶湖側に凸面を向け且急斜面を向けた柳ケ瀨斷層崖によ

1)　小藤文次郎　地質學上より見たる江濃地震　震災豫防調査會報告　第六十九號甲明治四十三年　三頁

つて限られ、琵琶湖盆地に接して居る。北陸道は此斷層崖に沿うた斷層谷を利用して發達せる街道であり、伊吹山脈の南に存する鈴鹿山脈は此斷層崖によつて美濃加賀山地より分たれた地壘である。

上述せる熊川斷層崖と柳ヶ瀨斷層崖とによつて、丹波高原と美濃加賀山地より分離せられた地帶が、筆者の玆に詳述せんとする琵琶湖北部の地帶であつて、琵琶湖盆地の東西兩側を限つた南北に近い走向を有する斷層が此處に聚斂して來て、十數個の陷落地塊を形成して居る。此の地帶の北端には若狹灣の陷沒があり、その東部には敦賀灣の深き彎入が存する。此章に於ては此地帶を三分して高原性の地貌を有する中央高原地帶とその東部なる狹く長く且低き地塊の連續地帶と敦賀灣周圍の地帶とに分かつてその斷層構造に就いて述べる事とする。

中央高原地帶　琵琶湖北部の地帶も丹波高原、美濃加賀山地と同じく曾つて準平原たりし地である。從つて柳ヶ瀨、熊川兩斷層崖によつて兩高原より分離せられ、南北行の斷層によつて切刻まれた現今も中央部には尙高原性の地域を有する。即ち野坂嶽（914m）三國山（876m）三重ヶ嶽（974m）ブナ嶽（848m）三十三間山（842m）を連ねる地帶が之に當り、峯線は7—800m にて、前記の諸山頂には準平原面の痕跡を殘して居る。今假に此地帶を中央高原地帶と名付ける。

此高原地帶の周圍は總て斷層崖によつて限られて居る。即ち南部は既記の熊川斷層崖によつて丹波高原と境せられて居り、西部は久久子湖の東岸より三方、十村を經て熊川斷層崖に達する迄10kmの間、北より南に走る三方斷層崖によつて限られて居る。此斷層崖の西には低地帶があつて、小濱より久久子湖に至る迄、形骸的丘稜をなし、その西北部は屈曲に富んだ沈降海岸をなして若狹灣に面して居り東部南部は各十村川の冲積平野或は北川の冲積平野より屹立して、曾つて入江の中に立ちし事を示して居る。更に中央高原地帶の東南部には三國山の東麓より知內川に沿うて走る斷層崖があり、之は南に於ては西南南—西南—西西南と次第にその走向を轉じて來て遂に三谷村追分に至る迄琵琶湖に凸面を向けて連なつて居る。海拔 800m の高原面は此急斜面によつて直ちに今津附近の湖成平野に接して居り、斷層崖の東南部は饗庭野の開析大扇狀地に蔽はれて居る。此斷層崖を知內川斷層崖と假稱する。知內川の斷層崖の北にはあたかもその延長部に黑河川斷層崖があり黑河川に沿うて北に走るが、之も次第に方向を西に轉じて關峠を經て若狹灣岸の北田に至る迄東北側に凸面を向けて走つて居る。中央高原地帶は

此斷層崖によつて西の乘鞍嶽地塊と分たれ、榮螺ヶ嶽半島と隔てられて居る。

中央高原地帶の周圍にはかくの如き四面の斷層崖があるが、その高原中にも數行の南より北に走る斷層があつて高原を更に細小なる地塊に分けて居る。中にも著しきは河原市より松谷に至る耳川の地溝の兩側を限る斷層であつて、高原の北部を分かつて矢筈山、雨乞嶽の地壘と野坂嶽三國山地壘とに大別して居り、東の地塊は更に新庄、奥より太田に至る斷層崖によつて切られて、その西部は低小なる地塊となつて若狹灣に沈水して居る。又高原を切刻む諸河川例之百瀨川の上流、石田川の諸支流、天增川谷上流等も南北に近き直線的の走路をとつて居り、恐らくは斷層谷ならんと推定せられるが、其谷の兩側山地には高度の差なく、谷は廣く、斜面は緩で從順地形をなし、地形的に斷層の證據は得られない。

東部地方　中央高原地帶と美濃加賀山地との間には南より北に走る三本の斷層谷と二帶の地溝とがあり、此等に限られて三つの傾斜地塊と一つの地壘とが認められる。既述した知內川斷層崖と黑河川斷層崖とによつて中央高原より分離せられた乘鞍嶽傾斜地塊はその東を疋田より七里半越を經て海津に至る迄東面した斷層崖によつて限られて居り、その分水嶺は此斷層崖に近く存し、平均800mの高度を有し、その頂上には中央高原地帶の諸山頂に見ると同じく準平原の痕跡が殘されて居る。此地塊の南に在る在原の盆地は知內川斷層崖によつて流路を遮ぎられて成生せる山間盆地であり、東にある疋田、海津間の斷層角盆地は北は伍位川、南は野口川によつて排水され、西近江路は此谷を利用して發達して居る。

此乘鞍地塊の東には饅頭越の傾斜地塊があり、その東は麻生口より新道野を經て大浦に至る斷層崖によつて限られて居る。此地塊は南北 18km 東西 2km の長く狹い地塊であつて、乘鞍嶽地塊より平均 200m 低く、450—650m の峯線を有して居り、開析は著しく進んで高原性の地貌は全く認められない。饅頭越地塊の東には東西共に斷層崖によつて限られた日計山の地壘があり、日計山（411m）より南に延びて次第に低くなり、葛籠尾崎に至つて一旦琵琶湖中に沒するが、竹生島に再び現はれて居る。此地塊と西の饅頭越地塊との間には大浦地溝が存して居る。

日計山地壘と柳ヶ瀨斷層崖との間には行市山傾斜地塊があり、之はカラコ山（662m）行市山（600m）より南に延びて賤ヶ嶽（433m）となり、山本山となつて遂に長濱の湖岸平野に沒して居る。この地塊の北部行市山附近は巾も廣く、峯線

も650mを越え且山頂に高原性の地貌を殘して居るが、南部賤ケ嶽附近は巾は狹く低く且壯年的に開析せられて居り、更に南に於ては琵琶湖に沈水して形骸的地貌をなして居る。此地塊の西側は龜齒斷層崖によつて鹽津地溝に接し、東側は屈曲に富んだ山麓線を以て柳ケ瀨斷層角盆地に對し、余吳川によつて排水せられて居る。

要するに中央高原地帶と美濃加賀山地との間は南より北に延びたる七面の斷層崖によつて四個の地塊となり中央なる日計山に近づくに從ひ地塊の巾も狹く、高度も低く且高原性地貌を失なつて壯年的地貌を呈する地帶である。此等の地塊は最近の沈降運動を受けてその間に介在する地溝、斷層谷の下流地方には湖水が入つて琵琶湖の狹く長く且深い入江を造つた。此關係は海洋氣象台によつて測量せられた琵琶湖等深圖[1]によれば明に觀察される。

敦賀灣周圍の地帶　　敦賀灣竝に敦賀平野の周圍の山地も亦斷層崖によつて限られて居る。敦賀灣と武生平野との間には大いなる傾斜地塊があつて、その東斜面は緩漫なる傾斜をなした背斜面をなし、コンシクエントの谷によつて刻まれて居り、その西斜面は敦賀灣の東岸に面した大斷層崖によつて切られて居る。その斷層崖は干飯崎より大谷に至る迄 18 km の間約 300 m の高度を有して走つて居るが、大谷より內地に入つて杉津附近に終るものと觀察されそれより南部は撓曲に移るものと考へられる。此斷層崖はその形成の時期の新しきと海に面して居て、扇狀地の發達なきを以つて、典型的なる斷層崖末端切面を現はして居る。

敦賀平野の西南には野坂嶽の山麓を切つて前述せる黑河川斷層崖があり、金山、關峠附近に於ては二段の階段斷層をなし、キヤンコール、キヤンバツトの發達が著しい。又平野の東南には道ノ口より木ノ芽峠に至る西南より東北に走る斷層崖があり、之も階段狀斷層をなして居る。此斷層崖は成生後沈水せし爲、その崖下に發達せる扇狀地は平野に埋まり、笙ノ川が此斷層崖を切つて平野に出づる所にもデルタは認められない。

榮螺ケ嶽半島も亦黑河川斷層に平行した西北より東南に走る斷層によつて切られて居る。即ち黑河川斷層崖と香見茚生野の谷との間には旗護山の地塊があり、香見、茚生野の谷と松原谷との間にも一地塊があつて、共に北西より南東に延び

1) 神戶海洋氣象臺　琵琶湖調查報告　海洋氣象臺彙報第八號　附圖　大正十五年

た痕せた峯線をなし、沈水的地貌をなして敦賀平野より屹立して居る。此等の地塊も斷層によつて限られるものであらうが、その斷層崖は著しく開析せられ且その下部が沖積平野に沒して居て末端切面を認める事が出來ない。此半島の北端西方ヶ嶽（764m）榮螺ヶ峽（686m）の東北麓、手ノ浦より浦底に至る迄の間には東北に凸面を向けた弧を畫ける斷層崖がありその東北には浦底灣の地溝を挾んで立石岬の地壘が西北より東南に延びて居り、その東南部は沈降して一旦海中に沒するが、再び水島となつて現はれ、更にその東南部は敦賀灣底に堆となつて連なつて居る。海圖160號によつて敦賀灣底の地形を見るに立石岬地壘の東南には13尋の等深線が凸出し半島狀をなしその西北浦底灣の海溝には11尋の等深線が奥深く侵入して居る。灣内の如く、外洋に比して堆積作用の著しき所に於てかゝる地形の保存するは沈降の時期の新しかりしを示すものである。

第二圖　敦賀灣底の地形　（等深線は尋を用ふ）
Fig. 2　Submarine topography of the Wakasa Bay.

三　若狹灣の海岸地形と斷層構造

矢筈山、雨乞嶽の地塊の西邊を限る三方斷層崖は、金山より三方、十村を經て熊川斷層崖に會する迄、緩い曲線を描いて南北に走つて居る。その斷層崖は三方附近に於ては單一の急斜面をなし、その崖下には扇狀地の發達が未だ著しくないが、前川より以南に於ては古生層の中を切つて階段狀斷層崖をなし、特に能登野、倉見の附近に於てはキャンコール、キャンバットの地形の發達が著しい。然るに北部なる氣山附近に於ては斷層崖の麓に約10m 隆起せる扇狀地が發達し、コンシクエントの谷によつて切刻まれて居る。之より北大藪より金山に至る間に至れ

ば、海面より 20m 高く、隆起せる海岸平野が認められる。此隆起せる扇狀地と海岸平野とを造る物質は背後の山地を造る古生層、花崗岩の角礫であつて、その角礫の大さは山に近き所に於て大きく、遠ざかるに從つて小さい。此等の地層は共に渡邊久吉技師[1] によつて崖錐堆積層の名が與へられて居るが、その成生は洪積期とするもその新期地層であつて近畿地方の盆地層を被う砂礫層と同時代のものと考へられる。此扇狀地と海岸平野とはその西端なる氣山より久久子に至る間を南より北に走る高さ 10—20m の斷層崖によつて限られて、久久子湖の湖成平野に接して居る。而して此斷層崖は既にコンシクエントの谷によつて開析せられて居る。

此の新砂礫層を切る斷層崖を境として西部、久久子より小濱に至る迄の海岸線は總て沈降的海岸をなし、隆起せる地形は全く認められない。熊川斷層崖下の北川の流域も此沈降作用によつて一時は若狹灣に沈水せしものにて、斷層崖を刻む川も沈水的河貌をなし、斷層崖下に發達せる扇狀地も北川の冲積平野に埋められて居る。又久久子より十村に至る間の十村川冲積平野も曾つては溺谷たりしものであり、現今に於ても尙三方、水月、日向、久久子等その形の小なるにも係はらず深き水深を有する湖を殘して居る。又海圖第 139 號によつて若狹灣底の地形を見るに、三方斷層崖を境として東部海岸は海岸線が水平的肢節に乏しいのみならず、垂直的肢節に於ても單調にて、20m の等深線は海岸線より 3km の遠きにあり、久久子の海岸には二條の砂丘が發達して居て遠淺なるを示して居るが、西部の海岸は岬と入江に富みたる複雜なる肢節の海岸線をなし、且 20m の等深線は海岸より 300m 以内に存して居る。之によつても三方斷層崖の西側の地塊が近き時代に沈水せし事が明かである。

此等の事實によつて推せば、古生層と花崗岩とより成る矢筈山地塊を切つて三方斷層崖の形成せられし後に、その斷層崖下には南部には扇狀地が發達し北部には海岸平野が發達せしが、洪積期とするも後期或は冲積期に入つて塊裂運動が繰返ささて、南部に於ては古生層を切つた階段狀斷層を作つたが、北部に於ては扇狀地と海岸平野とを切りし斷層崖を生じ、西部の地帶は之によつて更に沈降し、東部の海岸平野は 10—20m の隆起を行へるものと推定せらる。此三方斷層崖は

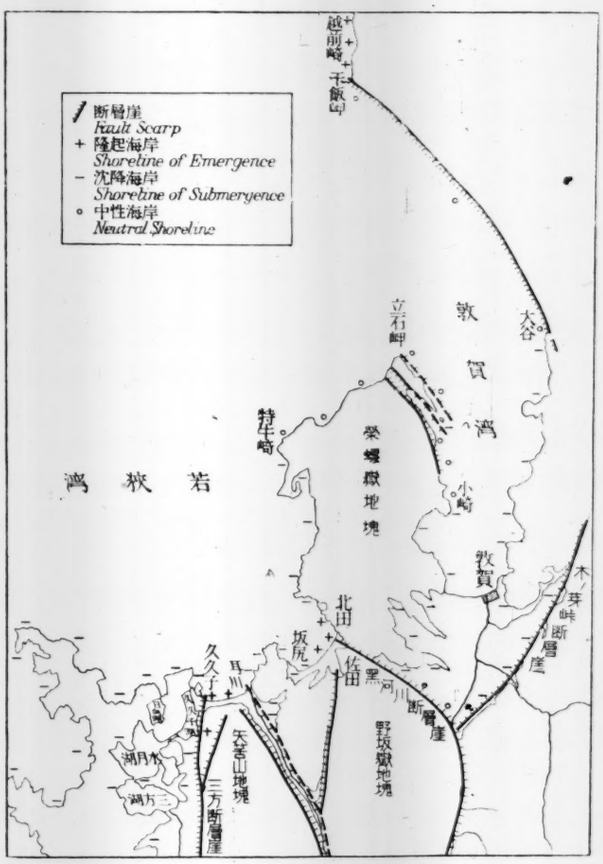
1)　渡邊久吉　福井縣三方湖地質及湧水調査報告　地質調査所報告　第六十三號大正六年八一一〇頁

敦賀灣東岸の斷層崖、柳ケ瀬斷層崖と共に琵琶湖北部に於ける最も近代に造られた斷層崖である。

更に此地方の海岸地形を觀察するに、久久子附近に見らるゝ隆起せる海岸平野は東方、耳川の谷に至る迄認められる。興道寺、鄕市は此隆起せる海岸平野の上に發達せる村落である。然るに耳川を越して東すれば、河原市、佐柄、坂尻より山上に至る間には沈降的海岸が見られ、隆起地形は認められない。之より更に東に進めば、海岸平野は佐田今市の附近より次第に隆起して居り、佐田、北田に達すれば 20—40m の高度に達する。此地方に於ては海岸に海蝕によつて作られし 15m の絶壁が見られ、その上の隆起せる海岸平野を流るゝ川は回春して平野中に深谷を切つて居る。一見佐田附近の地貌は南方太田附近より流れ來たつた川の三角洲の形狀を呈し三角洲成生中に何等かの原因によつて堆積作用の減少があり、海蝕作用が之に打勝つて此地形をなせしやにも思考せられるが、北田に於ては隆起以前の地形が下降的發達をなし、明かに隆起地形なるを證して居る。

第三圖　若狹灣岸の昇降

Fig. 3. Map showing the recent upheaval and depression along the coast of the Wakasa Bay.



以南は敦賀平野の西南を限る黒河川斷層崖に至る迄、沈降的の海岸を示し、そ

の屈曲の度は南部に至る程激しい。敦賀平野に入つて黒河川斷層崖の麓は一般に中性であるが山、長谷の間には隆起せる扇狀地のありし疑が存する。敦賀平野の東南を限る木ノ芽峠斷層崖の崖下が沈水的の地形を示す事は前述せる如くである。

敦賀灣の東岸も敦賀より大谷に至る間は沈降的の海岸をなして居るが、大谷より以北、敦賀灣東岸の斷層崖下に至つて甫めて中性の海岸をなして居る。然るに敦賀灣東岸の斷層崖の東には干飯崎より越前崎に至る迄の間に60—100mの隆起せる海岸段丘が認められる。

斯くの如き若狹灣岸の隆起海岸と沈降海岸との境界を觀察するに、小濱より久久子に至る沈降海岸地帶は三方斷層崖を境として東の隆起帶に急に移り、此の東の久久子より耳川に至る隆起海岸地帶はあたかも矢筈山、雨乞嶽地塊に當り、その東は耳川の地溝を境として沈降海岸地帶に移るが、その東の沈降地帶は新庄、奥、太田の斷層によつて野坂嶽三國山地塊より分離せられた陷落地塊に相當して居る。耳川の上流に於ても川を境として西側には河成段丘も激しい扇狀地内發達も認められるが、東側には隆起的地形は全く見出されず、沈降的地貌が認められて居る。佐田、北田附近の隆起地帶は野坂嶽三國山地塊と榮螺ケ嶽半島との結合點に當り、黒河川斷層崖の延長線上に於て隆起の量が最も大きく之を遠ざかるに從つて、その量が漸減する傾向を有して居り、あたかも既存の地塊の境界線に沿うて激しい隆起をせしものの如く見られる。榮螺ケ嶽半島は浦底灣斷層崖附近を節線として、南に傾動せるものの如くであり、立石岬地壘も東南に傾動して居る。

敦賀灣東岸の斷層崖はその上に風谷の存する事等より推して三方斷層崖等と同じく洪積期後期或は冲積期に入つて斷層作用が反複せられた事が信ぜられるが之も此斷層崖を境として東側則ち越前崎側は隆起をなし、西側は陷落して敦賀灣沿岸竝に敦賀平野の沈水を引起したのである。

之を要するに、若狹灣岸の各地塊は斷層線を境として各地塊毎に隆起或は沈降運動をなし、その量をも異にして居るのが觀察されるのである。かゝる現象は時を異にせる幾多の地殻運動の爲めに區々に引起されたるものも多いであらうが、又時を同じうせる一の地殻運動を受けたる時に既存の地塊が別別の運動をせしものもあるであらう。

四　河成段丘と斷層作用

鹽津地溝の東西を限る行市山西麓と日計山東麓との兩斷層崖は開析が進んで居

り、地形的に見るもその成生の古き事が知られるが、層位的に見るも古き斷層崖なる事が認められる。即ち此地溝を流るゝ鹽津川の上流には新道野より集福寺に至る迄の間には段丘が發達して斷層崖の下部を埋めて居り、斷層崖にコンシクエントに發達せる谷によつて刻まれ、その砂礫層の下部には基盤をなす花崗岩を露はして居る。現在の河は段丘より 40m 低く流れて居る。中流部に於ては集福寺より野坂に至る迄の間にキャンコールの地形が認められるが、之も河成段丘に埋められて段丘中より僅かにその山頂部を覗かせて居るのみである。之より更に下流には段丘は認められず、地形は沈水的地形を呈して居る。

此等の觀察より鹽津川地溝の地形發達史を推定するに、此地溝にてはその兩側を限る斷層崖の發達せし後に、その崖麓を埋めて、砂礫層が堆積し次いで 40m の隆起があつて砂礫層は段丘となり、其段丘は隆起に伴つた川の回春によつて著しく侵蝕せられたが、次いで沈降運動があつて、琵琶湖の水が此鹽津谷に沿うて奥深く侵入せる事が明かとなつた。此鹽津川の段丘を作る砂礫層堆積の時期は此地域に於ては明でないが、恐くは近畿地方に一般に見る如く舊洪積層(盆地層)を被う砂礫層の成生の時期とその時期を同じうするものであらう。又鹽津地溝を限る斷層崖の開析の度は比良ヶ嶽地壘の北東を限り、舊洪積層を切る大溝斷層崖の開析の度と較同様である。此等より推して鹽津地溝を限る斷層崖は洪積期に入つても繰返されて今日の高度をとり新砂礫層によつて埋められたるものと信ぜられる。近畿地方の山地が現高度に達せるは洪積期に入りて後の斷層による事は槇山助教授[1]によつても說かれて居る。

鹽津地溝に隣る大浦地溝の東側を限る斷層崖の崖下にも現河床より 20—30m 高く河成段丘が見られる。一方、西側の饅頭越地塊の東部を限る斷層崖は開析が進まず、その麓には扇狀地を見るのみで、段丘は認められない。之より推して日計山麓の斷層崖は段丘堆積物發達以前に形成せられたるものなる事が明である。

知內川斷層崖下の湖成平野には妙見山と稱する 30m の起伏を有する小丘が存するが、之は曾つて饗庭野扇狀地の一部たりしものが石田川によつて切られしものにて、舊洪積層(盆地層)を被う砂礫層より成る。之によつて知內川斷層崖の成生せられし時が新砂礫層堆積以前なる事を知つた。饗庭野扇狀地はその成生せら

1) 槇山次郎　生駒山脈成生論　地球　第六卷　大正十五年　八七—九四頁

れし以後に隆起し、その東端を南北に走る斷層崖によつて切られて居る。

柳ヶ瀬斷層崖が典型的なる新しき斷層崖の地形を呈するは夙に辻村助教授[1]によつて認められて居た。其崖下の余吳川によつて排水せらるゝ斷層角盆地の山麓線は斷層崖の側は直線的であるが、西側行市山地塊に沿うては屈曲に富み池原、文室、余吳の三湖成盆地を造つて居り、就中余吳盆地には余吳の湖を堪えて居る。中ノ郷の東には斷層崖上に高時川に向うて流るゝ川の風谷が存し（第五圖 a）、その川床は余吳川の川床より 70m 高く粘土層と砂礫層とによつて埋められて居る。是等の事實は此地方に曾て東流して高時川に注ぐ川があり、柳ヶ瀬斷層崖がこの川を切つて形成せられ、川の上流部は斷層崖に堰かれて山間盆地となり、中流部は上流を失うて風谷となつた事を示して居る。而して高時川には下丹生の附近に鹽津地溝の段丘と同時期に形成せられたと信ぜらるゝ 20m の段丘が認められるが、余吳川には段丘は全く見出し得ない。之等の事實より柳ヶ瀬斷層崖が新砂礫層堆積後即ち段丘成生以後にその斷層運動を繰返せる事が明である。

五　川の平衡曲線と地殻運動

北川の支流、天增川谷は中央高原地帶の西部、三十三間山の東北に源を發して、南北の走向をとつて高原を過ぎり、天增川村落を經て大杉に至り、本流に注いで居る。下流部なる河口より大杉に至る迄は、川は 1—2 km の巾の沖積平野を流れ周圍の山地は沈降的地貌をなし、河邊に段丘も認められないが、大杉より三重ヶ嶽、三十三間山の山麓に至る迄の中流部は峽谷を切り、その兩側の山地は急峻なる斜面を示して居る。更に上流部に至れば、地形は再び變じて斜面は緩となり 100 m の巾を有する氾濫原を見るに至る。

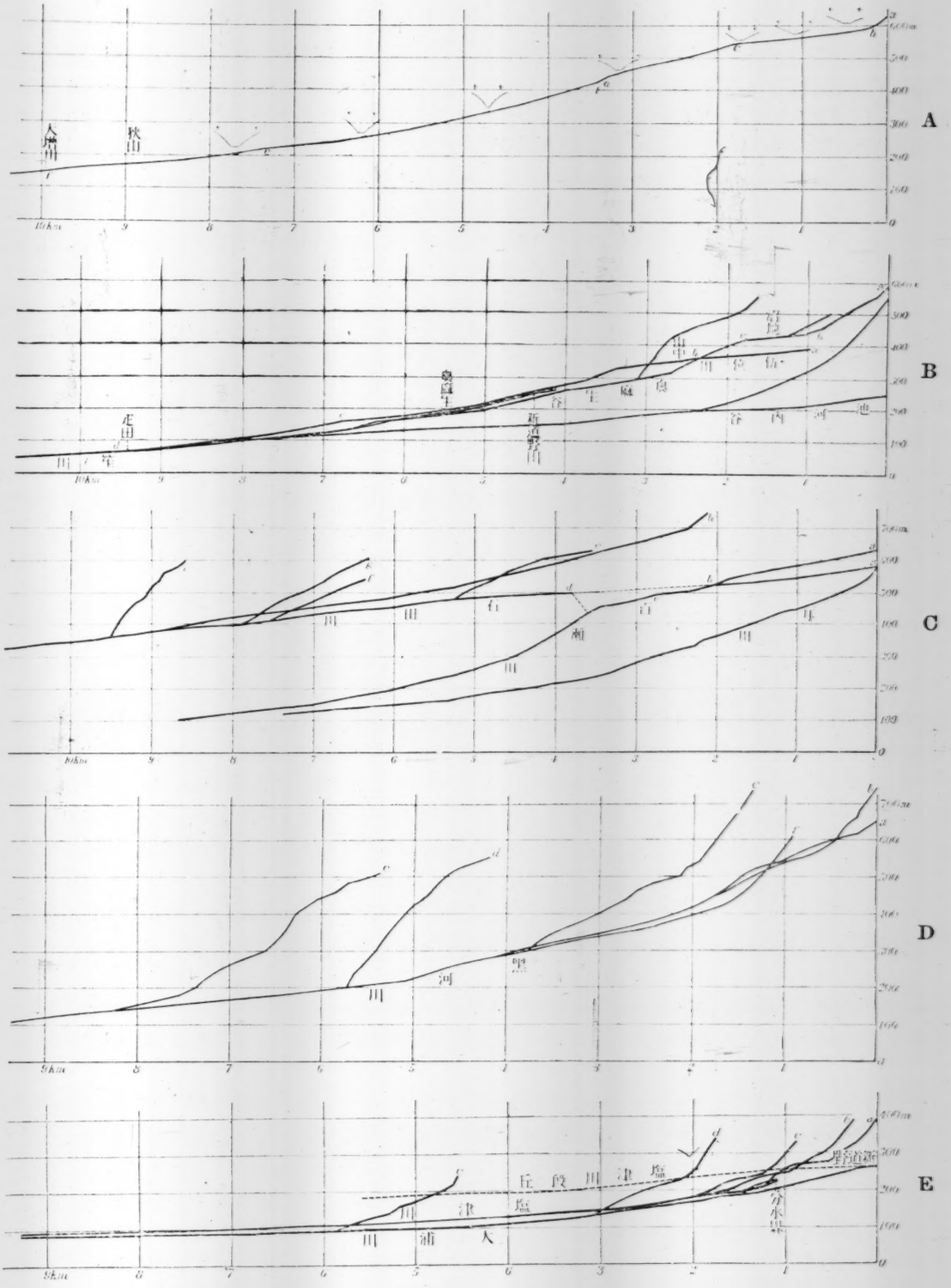
今二萬分ノ一地形圖によつて、天增川谷の平衡曲線をとるに、第四圖 A に圖示せる如く、海拔 730 m の水源より約 300 m の間 (*ab*) は平均 1/4 の急斜面をなすが、之より海拔 540 m に至る迄 1.5 km (*bc*) の間は 1/30 の緩傾斜となり、更に之より下流、海拔 100 m の大杉に至る迄 10 km の間 (*cf*) 即ち中流地域は、平均 1/20 の稍急斜面をなして居る。之より下流は海に至る迄 20 km の間に 100 m の高距を失うのみである。

一般に川の平衡曲線は上流に於て急で、下流に於て緩なる抛物線に近き一曲線

1)　辻村太郎　斷層による地形數種　東洋學藝雜誌　第三六卷　大正八年　六七九頁

第四圖　琵琶湖北部地帶の河川の平衡曲線と横斷面

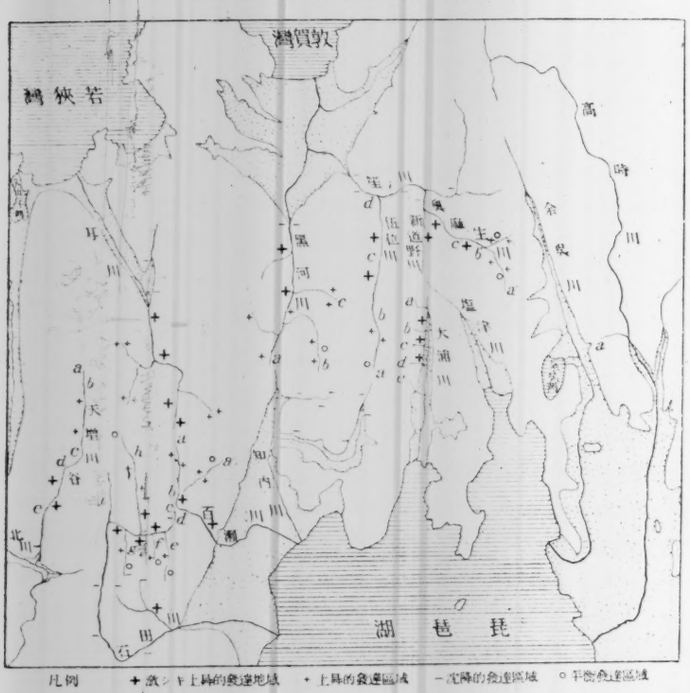
Fig. 4. Longitudinal and transversal profiles of the rivers in the region to the north of the Lake Biwa.



をなす事が說かれて居り、一旦川の侵蝕作用と堆積作用とが平衡を得たる時は一定の形を保つて次第に上流に移動す可きであるが、天增川谷に於ては 540 m の地點 (c) に不連續點があつて上下二つの平衡曲線をなして居る。かかる平衡曲線の變化は侵蝕作用の變化、即ち岩石の差異、氣候の變化、火山作用流路の爭奪作用或は地殼運動の變化等によつて起されるのであるが、此地方に於ては地殼運動の變化を除いて、かゝる不連續點を生ず可き作用は認められない。氣候の變化に就いては洪積期後期に大雨期が存し、その前後に氣候の變化のありし事が、小川、中村兩教授小澤助教授[1]によつて認められて居るが、この變化の川の平衡曲線に及ぼす影響は全流に渡り、不連續點を造らない。地殼運動に伴う平衡曲線の變化に就いては、辻村助教授[2]によつて、三十二通りの場合が考へられて居るが、天增川谷の場合には全地域に亘つて同量の隆起があり、侵蝕作用の回春が下流より上流に進み、新舊二つの曲線をなせしものと考へられる。而してその隆起の量は川の回春せる範圍の高度の差をとつて概算すれば、400—500 m の範圍に存するものと推定せられる。隆起の速度が次第に增加する時は平衡曲線は上に凹面を向け次第に減ずる時は凹面を向ける可きであるが、天

第五圖　琵琶湖北部地帶の河原の配置とその横斷面の性質を示す圖

Fig. 5. Map showing the character of transverse profices of river of the region to the north of the Lake Biwa.



凡例　＋激シキ上昇的發達地域　＋上昇的發達區域　－定常的發達區域　○平衡發達區域

1) 小川琢治、中村新太郎　地理教材としての地形圖　地球　第二卷　大正十四年　五二六—五三一頁　小澤儀明　洪積世の大雨期に就いて　東洋學藝雜誌　第四二卷　大正十五年　三五頁

2) 辻村太郎　信州伊那の山間盆地と段丘竝に天龍峽の峽谷　地質學雜誌　第二十六卷　大正八年　三八六—三九一頁

增川谷の場合には分明でない。

更に天增川谷の横斷面を見るに(第四圖A)下流に於ては上に凹なる下降的發達をなして居るが上流中流部に於ては上に凸なる上昇的發達をなして居り、就中、最上流部と中流部とが激しい上昇的發達をなして居る。即ち最上流部と中流部との横斷面は斜面の曲率が大きく、その二斜面のなす角は小さいが、上流部は兩斜面間に氾濫平原を挟み、且斜面の曲率は小さく傾斜は緩漫である。川が平衡に達せし時が、侵蝕の終末なりと假定すれば、此時の川の横斷面は平衡的發達をなす可きであるが、川は平衡に達せし後も起伏の減小する爲に岩屑の減少を來たし、侵蝕作用に餘裕を生ずるを以て後退的侵蝕を續けて平衡曲線をそのまゝ上流に移動せしめるものであり、從つてその場合川の横斷面は上昇的發達の中、平衡的發達に近き曲率の弱い斜面をなす可きである。之より見て天增川の谷は上流部が較々平衡に達せしを示し、中流部は侵蝕の回春をなして居るを示して居るのである。

かくの如く、天增川谷の縱斷面と横斷面とを觀察すれば、次の地形發達史が得られる。即ち此地帶が準平原となりし後に、隆起が行はれ、之に伴つて、南より北に走る斷層が行はれて、その斷層の一に沿うて天增川谷が生じ、準平原を開析してその麓に從順山形を作り川は較々平衡に達したが、次いで 300—400 m の隆起が起り、之による川の回春が下流より始まり、今日に於て漸く中流部に達して激しき上昇的發達の地貌を呈して居るのであり、更に後に沈降作用があつて下流は若狹灣の一沈水谷となつたのである。此沈水谷は今日北川の堆積物によつて埋められて居る。

高原的地貌を殘して居る地域に發達せる大川に於て即ち百瀨川の諸支流に就いても、(第四圖 C abc, a') 石田川支流 (第四圖 C) に就いても、又行市山傾斜地塊を流るゝ奥麻生谷 (第四圖 B $a'\ b'\ c'\ d'$) に就いても、乘鞍嶽傾斜地塊の背斜面に發達せる黒河川の支流に就いても (第四圖丙 a, b, c, d, e)、川の平衡曲線と横斷面とをとつて見るに天增川谷に於て見しと同樣な現象が見られ、之より推して此地帶が同樣の地形發達史を有する事が認められる。本論文に於て高原性地貌と記載せるは此不連續點上流の從順山形の上の、準平原地形を指して居るのである。

百瀨川は中央高原地帶の東部にその源を發し (第四圖 C a) 南に直線的走路をとつて流れ、高距 440 m の地點 (c) に於て急に西に流れ、次いで東南に向ひ高

原を刻む事、5 km にして、知内川斷層崖を切つて今津の湖成平野に達して居る。その水源に於て既に 150 m の幅の氾濫原が存し、上流部は 1/40 の縦斷面と平衡に近い上昇的發達をなす横斷面とを有して居り、谷幅に比して細き川によつて刻まれて居る。之は此川の北に深き峽谷を切つて北流する耳川の谷によつてその上流部を爭奪せられし爲なる事が明であるが（第四圖 C）之より下流海拔 520 m (*b*) の地より 440 m の急屈曲部 (*c*) に至る迄の間は谷壁が急に狹まり、縦斷面は 1/17 の傾斜となり、之より下流は絶壁をなし 1/7 の急流をなして居る。然るに石田川は百瀨川の急屈曲部の直南、その川床より 70 m 高く海拔 500 m の地 (*d*) に源を發し、水源に於て250 m の巾の氾濫原を有し、1/50 の緩傾斜をなして居り、その谷底に沼地すら止めて居る。今百瀨川上流部 (*ab*) の平衡曲線をそのまゝ南に延長すれば全く石田川のそれと連接して來る (*bd*) のが認められる。此事實は石田川の上流が知内川斷層崖にコンシクエントに發達せる百瀨川によつて奪はれし事を示し、且知内川の斷層崖が百瀨川上流部斷層谷の發達より後の成生にかゝる事を語つて居るのである。

東部地方の斷層谷に於ても段丘を作りし隆起が平衡曲線に表はれて居る。試に疋田海津斷層崖に沿う伍位川の平衡曲線を觀るに海拔 300 m (*b*) 150 m (*c*) の二點に不連續點が見られ、又鹽津川に於ても（第四圖 E）段丘の高さを追跡して記載すれば、それが上流部の平衡曲線の連續なる事が知られる。大浦川の平衡曲線に於ては支流の回春が本流の侵蝕に伴はざる事と（第四圖 E *a b c d e*）之によつて最近の隆起が 40 m なる事が知られるのである。

六　概　　括

以上述べた所を概括して琵琶湖北部の地帶に行はれた新しき地殻運動の歴史を記載して結論とする。

1）地形を觀察する事によつて推定し得た最初の地殻運動の時期は、永き地質年間繼續せる緩漫なる隆起或は靜止の時代である。此永き期間に行はれた削刻作用によつて琵琶湖北部の地帶は其周圍の丹波高原、美濃加賀山地と共に準平原化せられた。此準平原面は後に隆起して開析せられ、又斷層作用によつて高度の差を生じたが、現今も尚、中央高原地方と乘鞍岳地塊、行市山地塊の山頂部にはその

痕跡を殘して居る。中國地方の準平原は小藤、加藤、小澤[1]三教授によつて第三期初期より中新統に至る間に形成せられたるものと考へられたが矢部教授[2]によつては瑞穗沈降時代以後に成つたものとせられた。此地方の準平原もその成生の時代を之と同じうするものならんもその時期を決定す可き資料を有して居ない。

2) 次いで全地域に亘つて急速なる隆起が起り、之に伴つて、激しき斷層作用が行はれた。石田川、百瀨川上流に見るが如き斷層谷は此時成生せられたものである。第一期に完成せられた準平原面は 300—500 m の高度に達し隆起にコンシクエントに發達せる川と斷層谷との激しき侵蝕作用の爲に周圍より開析せられ始めた。現今に於ても天增川谷、石田川支流、奥麻生谷、百瀨川等高原を切る古き谷の最上流に於ては此運動の結果として此等の川が準平原面を侵蝕しつゝあるのが認められる。

3) 前期の急速なる隆起運動は第三の時期に入つて緩漫となるか、靜止せるか、或は沈降運動に變じた。從つて激しかりし侵蝕作用は下流より次第に弱まりその作用の結果は今日前記の諸川の上流部に見らるゝ如く、川は平衡に達せるか或は較々平衡に達せんとし、側侵蝕の爲に谷の斜面は廣けて準平原を頂く山地の麓に從順山形を發達せしむるに至つた。

4) 第三期の比較的靜止時代の後に全地域に亘つて急速なる隆起が行はれた。隆起の全量は 300—500 m の範圍内に存するものと信ぜられる。川は回春して再び下流より激しい侵蝕作用を行うに至つた。この爲に前記の諸川の中流部に見出される如く、回春地域の斜面は激しい上昇的發達をなし、川の平衡曲線は上、中流部間に不連續點を示して居る。此隆起運動に伴なつて第二の時期の斷層線に沿うて新しき斷層が繰返された。高原の周圍を限る斷層崖、東部地塊を境する斷層崖の多くは此時に今日の高度に達せるものである。此運動の時期は琵琶湖北部に於ては明かにするを得なかつたが、恐らくは近畿地方の地塊に一般なる如く、舊洪積層の堆積後の運動であらう。

---

1) 小藤文次郎　中國筋の地貌式　震災豫防調査會報告　第六十三號　六頁
T. Katô Geology and Ore Deposits of the Yanahara Mining District. Jap. Journ. Geol. Geogr., Vol. 1. 1922 pp. 79
小澤儀明　秋吉臺の地史と地形と地下水　地理學評論第一卷　大正十四年　四七頁　二四八—二四九頁

2) 矢部長克　第三紀及其直後に於ける九州地史の大要　地理學評論　第二卷　大正十五年　八頁

5) 再び速度の小なる隆起或は靜止或は沈降の運動をなす時代となり各河川の流域には廣き冲積平野が形式せられた。

6) 次いで急速なる隆起があり、之に伴つて川の侵蝕力の回春が起り、第五期に成生せられた冲積平野は 20—40 m の段丘となつた。

7) 最近に至つて沈降運動があり、琵琶湖竝びに若狹灣の水は各河川の下流を沈水せしめて深く長い入江を形成するに至つた。

斷層作用は第六期、第七期にも繰返され、柳ケ瀨斷層崖の如く新砂礫層を切つて活動を續けたる斷層もあり、三方斷層崖、敦賀灣東岸の斷層崖の斷層も此時繼返され、その東部は隆起し、西側は沈降作用をなしたのである。此等の地殻運動が歷史的にも繼續して居る事は緒言に述べたる如く、大阪京都地震帶と伊賀伊勢近江越前地震帶が玆に聚斂する事によつても明である。

之を要するに琵琶湖北部地帶にあつては一般に見る時は準平原成生後急速なる隆起と緩なる隆起或は靜止或は沈降とを交互に繰返して今日に至れるもので全體としては隆起を行つて居り、此間斷層作用も伴なひ、今日見るが如き斷層地形を形成せしめたのである。されど局部的に見る時は斷層を境としてその一方の地塊は隆起し、一方は陷落して地殻運動が既存の地塊毎にその運動の量、性質を異にする事が明かにせられた。第六期以後に行はれたる斷層の如きは所謂活斷層と見て適當なるものと考へられる。第一圖には其證の明なるもののみを新期斷層として記入した。

第一圖　琵琶湖北部の地形的斷層構

Fig. 1- Map showing the geomorphologic fault structure of the r
north of the Lake Biwa.

層構造

the region to the

油田地の地熱測定

東京帝國大學教授 伊木常誠

Temperature in Oil-Wells.

By

Tsunenaka IKI.

Professor of Petroleum Mining, Tokyo Imperial University.

The author measured by a thermo-junction the temperatures of oil-wells in Akita Prefecture on the summer, 1926. The results of the measurements are shown in the appended diagram.

大正十五年夏期秋田縣下旭川及桂根油田の油井を利用し「サーモカツプル」を用ゐて地熱の測定に從事せり、測定せる油井數は旭川油田九坑桂根油田三坑にして其最も深きものは千尺に達せり。

測定の結果は大同小異にして今各油田に於ける代表的のものを示せば次表の如し。

第一表
旭川油田綱式八十六號井

深度 尺	深度 米	溫度 攝氏	備考
0	0.0	27.0	
50	15.15	14.7	坑井深度
75	22.73	13.4	435.5 米
100	30.30	13.5	海面上の高さ
150	45.45	14.2	8.0 米
200	60.60	14.8	挿入鐵管
250	75.75	15.4	10″ 44.2 米
300	90.90	16.6	9″ 230.0 米
350	106.05	17.3	5⅜″ 416.4 米
400	121.20	18.3	4½″ 33.1 米
450	136.35	19.0	

第二表
桂根油田口式六號井

深度 尺	深度 米	溫度 攝氏	備考
0	0.0	23.6	
50	15.15	13.8	坑井深度
75	22.73	12.9	302.0 米
100	30.30	12.5	海面上の高さ
150	45.45	12.5	49.4 米
200	60.60	12.8	挿入鐵管
250	75.75	13.4	18″ 3.6 米
300	90.90	13.8	8½″ 274.9 米
350	106.05	14.5	6½″ 40.0 米
400	121.20	15.0	
450	136.35	15.6	

500	151.50	20.2	「コード」は混油	500	151.50	16.1	「コード」は混油
550	166.65	20.0	に達せず	550	166.65	16.9	に達せず
600	181.80	21.7		600	181.80	17.5	
650	196.95	22.0	増温率攝氏	650	196.95	18.4	増温率攝氏
700	212.10	23.3	一度に付き	700	212.10	18.9	一度に付き
750	227.25	24.0	17.1 米	750	227.25	19.8	23.2 米
800	242.40	25.2	〃	800	242.40	20.3	
850	257.55	26.5		850	257.55	21.0	
900	272.70	27.1		900	272.70	22.0	
950	287.70	28.0					

之を曲線に表はせば第一及第二圖の如く地下増温の狀態は殆んど直線に近し而して最小二乘法を應用して其平均増温率を求むるに旭川油田にては攝氏一度に對し 17.3 米 柱根油田にては攝氏一度に對し 23.2 米 にて相異あれども何れも普通の増温率攝氏一度に對し 33 米 に比すれば頗る小なり、即ち油田地方に於ては地熱の著しく高きことを示せり。

次に常温帶を見るに旭川油田にありては約 20 米 乃至 30 米 の間に横はれども柱根油田にありては約 50 米 乃至 60 米 の間にありて厚さ著しく大なり。蓋し兩油田の地表近くの地層を比較するに旭川油田は一般に 20 米 内外まで砂利にて其下は凝灰岩なれども、柱根油田の地質圖は砂利層中に頁岩を挾むが如く示せるも他の油井を參照するに眞に砂利層と思はるるものは 20 米 位なり、柱根油田にては地表より 50 米 迄殆んど粗雜なる砂利より成れるが故に柱根油田の場合には熱の傳導小にして殊に厚き常温帶の存在するものなるべし。

本測定中偶々器械破損して中途に放棄するの止むなきに至りたれども猶之を繼續して常温帶の狀態及び増温率の如何を研究せんと欲す。

大正十五年十二月

鑛山學教室、石油實驗室

Fig. 1. Asahigawa C. 86. Asahigawa Oil Field Akita.
(12. August. 1926.)

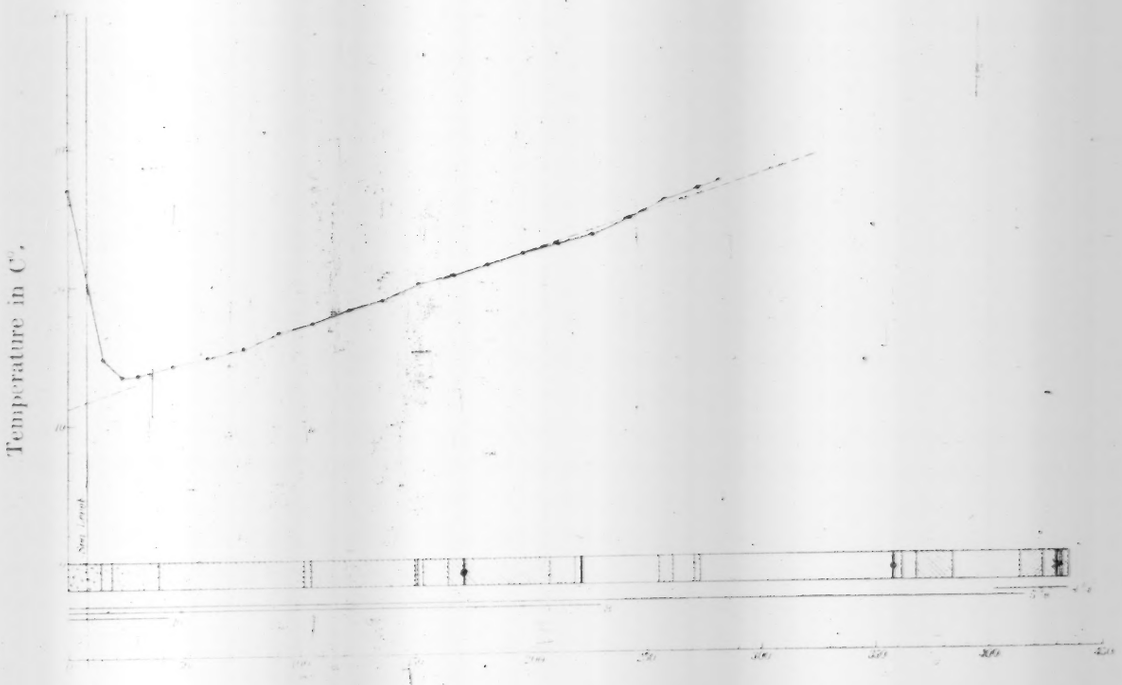
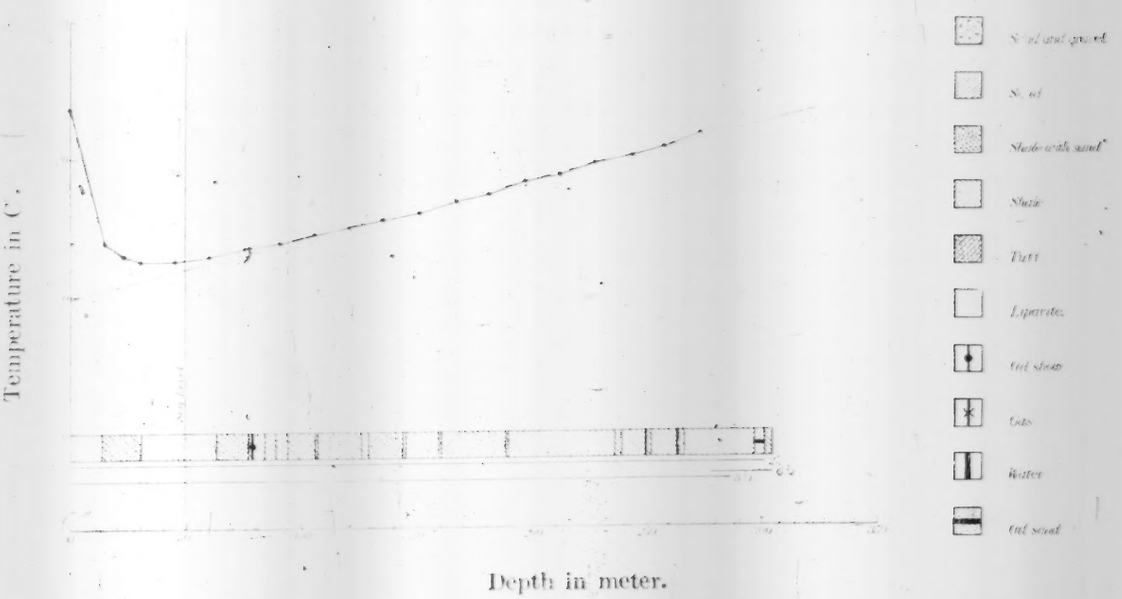


Fig. 2. Katsurane R. 6. Katsurane Oil Field Akita.
(24. August. 1926.)



丹後但馬震災地方海面の調査 (大正14年6月22日至同月27日調査)

海軍省水路部

Hydrographic Survey of the Sea Facing the Provinces of Tajima and Tango, Disturbed by a Strong Earthquake.

Hydrographic Department, I. J. N.

Just after the great Tajima earthquake which took place on the 23rd. May, 1925, soundings of the sea and morphorological observations of the land were made on the disturbed area. They are shown in the annexed charts.

大正14年5月23日 丹後但馬地方に起りたる地震の沿岸地形及水深に及ぼせる變化の狀況を調査せるに其の結果は別紙調査圖其の1及其の2に示すが如くにして久美濱灣内佐野川口附近一小部の外殆と變化なきものと認む但し左記各項に依り水深7尋以上は約1尋以内、7尋未滿は約2呎以内の變化の有無は不明なり。

1. 現行海圖水深は7尋以上は尋を單位とし7尋未滿は$\frac{1}{4}$尋を單位とし其の端數を切捨て又高さは呎を單位とし其の端數を四捨五入しあり之より生ずる差。
2. 大正12年9月1日の震災に測量原稿を燒失し現有の資料としては只小尺度の現行海圖あるのみにして之を伸圖して新舊を比較したり之より生ずる差。
3. 新舊基本水準面決定法の相違より生ずる差。
4. 測定位置の差及海面狀況の相違より生ずる差。

○ 附　記

津井山港に於ける内務省土木出張所及丹後國伊根港に於ける水路部設置の兩自記驗潮儀曲線には震災當時何等の變化なし。

調　査　圖　說　明

震災調査圖　(其の1)

○　久美濱灣北側の沙濱所々低下し高さ約1呎の斷層を生ぜる個所あり

○　同灣佐野谷川口北側の桑畠數反歩海中に沒し水深約$\frac{3}{4}$尋となり川口の南方水田約7丁歩海中に沒し水深約$\frac{1}{2}$尋となる此の附近は佐野谷川の三角洲にして沙泥より成る脆弱なる地盤の爲陷沒せるものならん灣内一般水深には變化を認めず

○　田久日部落の東方山腹に高さ約1呎の1小斷層あり。

震災調査圖　(其の2)

○　田結部落北東方鉢ヶ成の山頂より中腹に至る附近諸處に斷層を生じ大なるは高さ約3呎、長さ數町に亘るものあり。

○　鉢ヶ成の海に面したる急峻部には數條の崖崩れを生じ降雨毎に今尚崩壞するものあり

○　津井山沿岸には海に接したる石垣の12呎低下せるもの數ヶ所あるも極て小區域にして全く地盤軟弱の爲なるべし。

○　捨ヶ鼻及猿ヶ城附近斷崖崩壞し一層嶮峻となりたるもの數ヶ所あり。

○　津井山港内絹巻鼻より氣比の海岸一帶は年々圓山川の汎濫に因りて土沙堆積し舊測量當時に比すれば約1,000米陸地に變ぜり從つて2尋界線附近迄は河水の作用に因る變化相當大なるものと思はる。

此等は地震とは關係なく舊測量以後漸次變化せるものと認む。

○　標高に就て

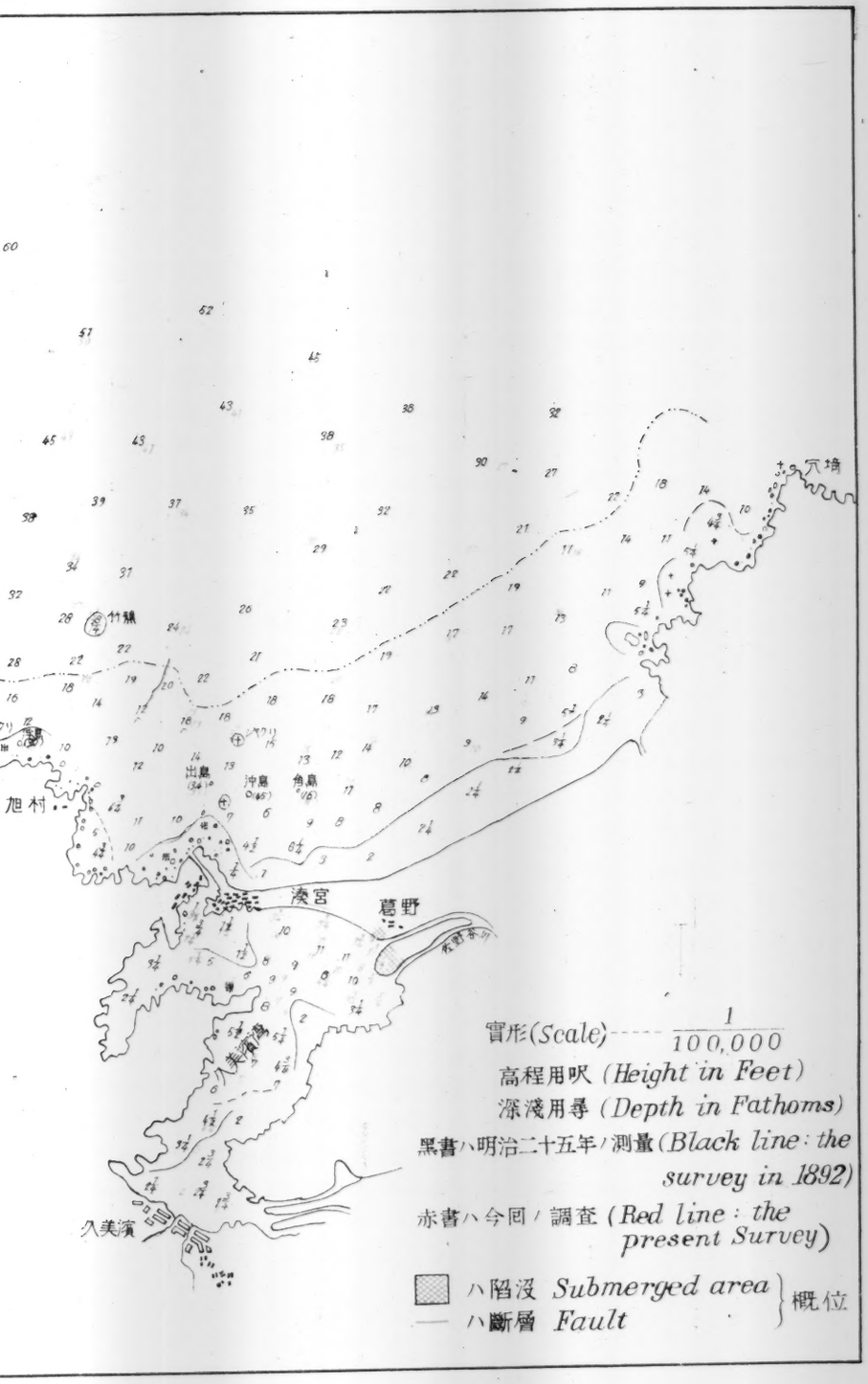
岩高には一二著しく相違せるものあるも之は舊測量の誤測に因るものと認む。

附圖一

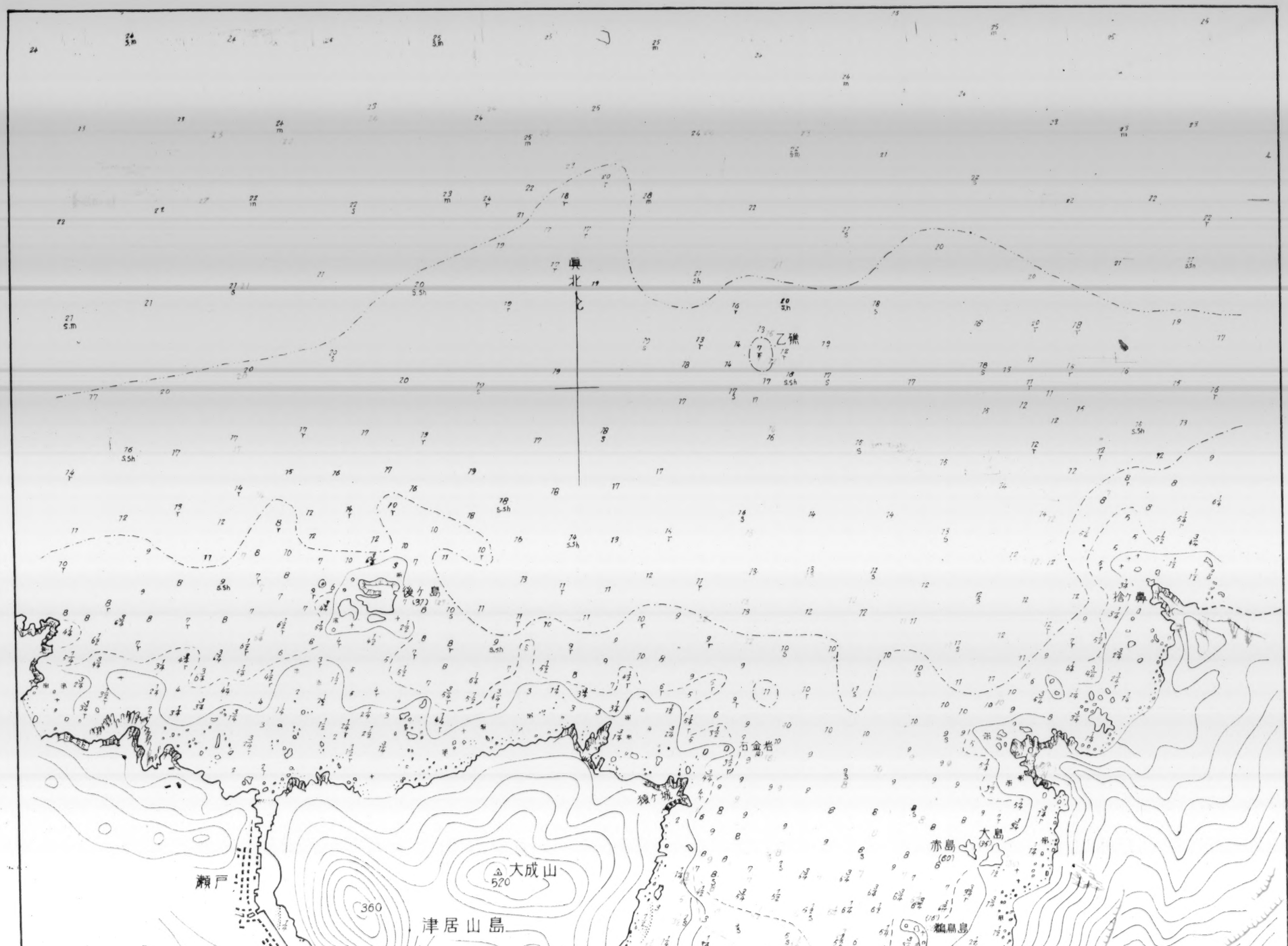
Plate 1.

一

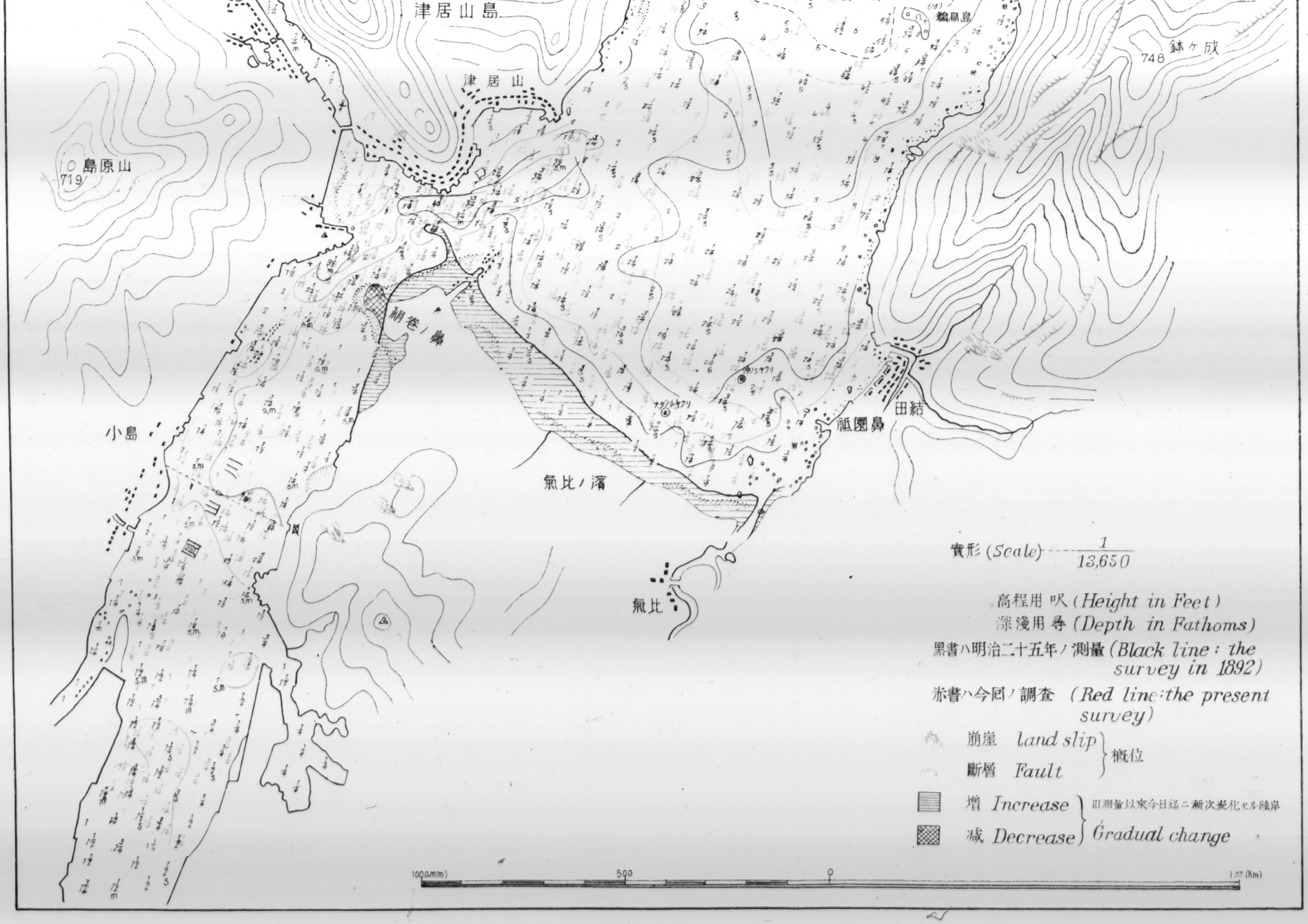
1.



穴埼
竹鶏
旭村
出島
沖島
角島
湊宮
葛野
久美濱
實形(Scale) 1/100,000
高程用呎 (Height in Feet)
深淺用尋 (Depth in Fathoms)
黑書ハ明治二十五年ノ測量(Black line: the survey in 1892)
赤書ハ今回ノ調査 (Red line: the present Survey)
ハ陷沒 Submerged area
ハ斷層 Fault
概位



真北
乙礁
後ケ島
捨ケ鼻
石金岩
猿ケ城
赤島
大島
大成山
520
360
瀬戸
津居山島
鵜島島


津居山島
津居山
島原山
719
748
鉢ケ成
鵜島島
朝倉ノ鼻
氣比ノ濱
氣比
小島
田結
祖園鼻
實形 (Scale) 1/13,650
高程用 呎 (Height in Feet)
深淺用 尋 (Depth in Fathoms)
黒書ハ明治二十五年ノ測量 (Black line: the survey in 1892)
赤書ハ今回ノ調査 (Red line: the present survey)
崩崖 land slip
斷層 Fault
概位
增 Increase
減 Decrease
旧測量以來今日迄ニ漸次變化セル陸岸
Gradual change
1000米(m)
500
0

附圖二

Plate 2.

═所　報═

○ 官 制 改 正

大正十五年五月十二日勅令第一一七號ヲ以テ本所官制改正セラレ「助手五人」「書記一人」增員セラル。

○ 談 話 會 記 事

第七回談話會（大正十五年九月二十一日）

1	耐震試驗裝置	所員　物部長穗
1	球面上ノ「レーレー」波ノ傳播	所員　妹澤克惟
	（附）同上「ラブ」型波ノ傳播	
1	地表傾斜ニ就テ（豫備報告）	所員　石本巳四雄

第八回談話會（大正十五年十月二十二日）

1	陸地ノ上昇ト川ノ平衡曲線	所員　多田文男
1	關東大地震ノ分布的調査	所員　今村明恒
1	長週期地震計	所員　今村明恒
1	地球內部ノ彈性	所員　長岡半太郎

第九回談話會（大正十五年十一月十六日）

1	楕圓形又ハ橙形ノ源ヲ有スル彈性波ノ傳播	所員　妹澤克惟
1	圓筒形又ハ球形ノ源ニヨル縱橫兩彈性波勢力分配ノ機構	所員　妹澤克惟
1	水面底ニ於ケル「レーレー」波ノ傳播	所員　妹澤克惟
1	地殼ノ不完全ナル彈性ニ起因スル振動ニ就キテ	所員　長岡半太郎
1	結晶構造ニ及ボス溫度ノ影響（豫備報告）	助手　坪井忠二

第十回談話會（大正十五年十二月二十一日）

1	本年一月以降八月ニ至ル關東地方地震ノ分布調査	所員　今村明恒 囑託　保田柱二
1	地球內部ニ於ケル物質ノ密度ト彈性率トノ變化	所員　長岡半太郎
1	「ユウイング」型水平震動記錄器ニ於ケル「メルデ」實驗ノ効果ニ就テ（豫備報告）	所員　末廣恭二
1	彈性波ノ實驗　第一報	所員　寺田寅彥 助手　坪井忠二

第十一回談話會（昭和二年一月十八日）

1	「ユウイング」型水平震動記錄器ノ强震記象ニ就テ	所員　末廣恭二
1	地震波動ノ記象型ニ就テ	中央氣象臺技師　國富信一
1	地震波ノ經路ニ就テ	所員　長岡半太郎
1	地震直後ノ地表傾斜變化ニ就テ	所員　石本巳四雄

第十二回談話會 （昭和二年二月十五日）

1 丸ノ内ビルデインクノ振動	囑託	齊田時太郎
1 不完全ナル彈性ニ基ク不對等振動ニ就テ	所員	長岡半太郎
1 表面層ヲ有スル彈性體ニ於ケル「レーレー」型波ト其分散	所員	妹澤克惟
1 楕圓形又ハ回轉楕圓面ノ源ニヨル縱橫彈性波ノ勢力分配ニ就テ		

第十三回談話會 （昭和二年三月十五日）

1 彈性波ノ式ヲ應用シテ解ク一二ノ問題 (a) 衝撃又ハ震動ニヨル構造素ノ波動ト其邊緣効果ノ衰滅ニ就テ (b) 組立圓柱又ハ中空圓柱ノ波動及ビ曲面上ノ彈性波	所員	妹澤克惟
1 茅ケ嶽火山ニ於ケル特異ナル岩漿分化現象	所員 市來政兼	坪井誠太郎
1 砂ノ崩レカタノ話 （前回ノ續キ）	所員 所員	寺田寅彦 宮部直己
1 半無限彈性體ノ圓形加壓ニヨル歪	所員 助手	長岡半太郎 白井俊明

○ 出張

大正十五年七月十一日火山調査ノ爲メ山梨縣下ヘ出張ヲ囑託ス		市來政兼
大正十五年七月十五日北海道ヘ出張	所員	坪井誠太郎
大正十五年七月二十九日地震事項取調ノ爲メ神奈川縣下ヘ出張	所員	今村明恒
大正十五年八月六日震害取調ノ爲メ神奈川縣下ヘ出張	助手	谷口忠
大正十五年十二月三日學術上取調ベノ爲メ大阪市ヘ出張	囑託	齊田時太郎
大正十五年十二月十四日地形調査ノ爲メ三重縣下ヘ出張	所員	多田文男
昭和二年一月十七日地震事項取調ノ爲メ大分縣下ヘ出張	所員	石本巳四雄
昭和二年一月十九日學術上取調ノタメ神奈川縣下ヘ出張	所員	今村明恒
昭和二年三月八日地震調査ノ爲メ京都府及兵庫縣下ヘ出張	所員	今村明恒
昭和二年三月八日地震調査ノ爲メ京都府及兵庫縣下ヘ出張	所員	石本巳四雄
昭和二年三月八日地震調査ノ爲メ京都府及兵庫縣下ヘ出張	助教授	松澤武雄
昭和二年三月八日地震調査ノ爲メ京都府下ヘ出張	所員	多田文男
昭和二年三月八日地震調査ノ爲メ京都府及兵庫縣下ヘ出張	囑託	那須信治
昭和三年三月八日地震調査ノ爲メ京都府及兵庫縣下ヘ出張	助手	谷口忠
昭和二年三月八日地震調査ノ爲メ京都、大阪ノ二府下ヘ出張	囑託	齊田時太郎
昭和二年三月九日地震調査ノ爲メ京都府及兵庫縣下ヘ出張	所員	山崎直方
昭和二年三月九日地震調査ノ爲メ京都府及兵庫縣下ヘ出張	助手	津屋弘達
昭和二年三月十二日地震調査ノ爲メ京都府下ヘ出張	所員	坪井誠太郎
昭和二年三月十二日地震調査ノ爲メ京都府及兵庫縣下ヘ出張	助手	坪井忠二

昭和二年三月廿八日印刷
昭和二年三月卅一日發行

編輯兼發行者　東京帝國大學地震研究所

東京市神田區南神保町十六番地
印刷者　岩波茂雄

東京市神田區美土代町二丁目一番地
印刷所　三秀舍

東京市神田區南神保町十六番地
發賣所　岩波書店